10 8049

THESE PRESENTEE A

L'UNIVERSITE DE PROVENCE

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR - INGENIEUR

par

Jean-Pierre HERAULT

Ingénieur I. N. S. A.

Etude d'un ensemble électronique détecteur-intégrateur de rayons X. Application à la méthode de Lang ; caractérisation des défauts de structure.

Soutenue le 20 Décembre 1972 devant la Commission d'Examen

MM.	J. TROMPETTE	Président
	L. CAPELLA	Examinateurs
	J. BERBEZIER	
	H.J. LATIERE	

T H E S E P R E S E N T E E A

L' U N I V E R S I T E D E P R O V E N C E

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR - INGENIEUR

par

Jean-Pierre HERAULT

Ingénieur I. N. S. A.

Etude d'un ensemble électronique détecteur-intégrateur de rayons X. Application à la méthode de Lang ; caractérisation des défauts de structure.

Soutenue le 20 Décembre 1972 devant la Commission d'Examen

MM.	J. TROMPETTE	Président
	L. CAPELLA	Examinateurs
	J. BERBEZIER	
	H.J. LATIERE	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITE DE PROVENCE

U.E.R. Scientifiques

Président : F. BOREL

Secrétaire général : C. MOYNAULT

PROFESSEURS

MM.	J. VALENSI	Mécanique expérimentale des fluides
	P. ROUARD	Physique générale
	P. DESNUELLE	Chimie biologique
	M. MERIGOUX	Physique industrielle
	C. FEHRENBACH	Astronomie
	A. FAVRE	Mécanique de l'atmosphère et météorologie
	A. GUILLEMONAT	Chimie industrielle
	G. CARPENI	Chimie
	Y. DOUCET	Physique
	JM. SOURIAU	Méthodes mathématiques de la physique
	J. METZGER	Chimie
	L. FOURES	Mathématiques
	D. MALE	Physique
	G. BODIOU	Mathématiques appliquées
	M. NAUDET	Chimie des corps gras
	P. BOUSQUET	Physique
	P. PESTEIL	Physique
	P. CASAL	Mécanique rationnelle et appliquée
	G. GOUVERNET	Géologie appliquée
	A. VISCONTI	Physique théorique
	A. BLANCHARD	Mathématiques générales

M. DUSSARDIER	Physiologie animale
P. QUEZEL	Botanique
E. CRAUSSE	Physique (Avignon)
A. JULG	Chimie théorique
S. TAXY (Mme)	Géologie historique
F. TESSIER	Géologie générale
ML. FURNESTIN (Mme)	Biologie animale
M. BERTRAND	Chimie
J. TROMPETTE	Physique
M. LAFFITTE	Chimie
R. FRAISSE	Mathématiques
C. BLANCHARD (Mme)	Mathématiques
R. NEGRE	Biologie végétale
R. COULON	Physique
R. KERN	Minéralogie
L. SIDERIADES	Physique
JM. SURZUR	Chimie organique
H. CHANTREL	Physique de l'espace
J. SOUGY	Géologie
J. HERVE	Electronique
H. BODOT	Chimie
J. CHOUTEAU	Physiologie animale
R. PHILIP	Physique
L. CAPELLA	Minéralogie
P. BILLARD	Mathématiques
M. BONNEAU	Mathématiques
JC. TRAYNARD	Chimie industrielle
C. CLARION (Mlle)	Mécanique des fluides
A. PONS	Botanique
A. GIRARDIE	Zoologie
JC. MAIRE	Chimie
M. SIMON	Physiologie animale
J. MANDELBROJT	Physique
JP. DAVID	Physique
M. BIZOUARD	Physique

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547004_0025

PROFESSEURS SANS CHAIRE

R. AMAR	Zoologie
L. DEVEZE	Biologie marine
F. BOREL	Techniques mathématiques de la physique
R. CHANDEBOIS (Mlle)	Biologie animale
H. GUENOCHE	Mathématiques appliquées
F. PECAUT (Mme)	Mathématiques (Avignon)
J. HENNEQUIN	Electronique
S. GUEIRARD (Mlle)	Pétrographie
C. FEUGEAS	Chimie
J. CABANE	Chimie
G. RASIGNI	Physique
S. COMBET	Chimie
R. GARRON	Physique expérimentale
M. CADILHAC	Physique
B. WAEGELL	Chimie
G. MARCHIS-MOUREN	Chimie biologie
F. HALBWACHS	Physique (Avignon)
R. PETIT	Physique
M. HUGON	Psycho-physiologie
M. PICHENOT (Mlle)	Biologie végétale
M. GILLET	Physique
JP. ROGGERO	Chimie (Avignon)
L. SARDA	Biochimie
C. ROMAN	Physiologie animale
A. GILLET	Mathématiques
S. MARTINUZZI	Physique

MAITRES DE CONFERENCES

H. PATIN	Chimie
J. CRESP	Biologie animale
M. BENARROCHE	Physique

H. TACHOIRE	Chimie
E. VINCENT	Chimie
L. VICENTE	Biologie animale
J. MANUCEAU	Mathématiques
R. GUERMEUR	Physique
M. DELAAGE	Biochimie
F. CATZIGRAS (Mlle)	Géologie
M. SIRUGUE (Mme)	Physique
H. MERDY	Physique
L. PUJOL	Chimie
A. LAVAGNE	Biologie végétale
J. GIUDICELLI	Biologie animale
M. FOUGEREAU	Biochimie
G. NOAT	Physiologie végétale
R. BOUDET	Mathématiques
R. STREIFF	Chimie
JP. BELAICH	Microbiologie
P. NEVILLE	Biologie végétale
JP. SOUBLIN	Mathématiques
S. DELACHE (Mme)	Mathématiques
C. FARDOUX	Chargé d'enseignement - Mathématiques
B. MORIN	Chargé d'enseignement - Mathématiques
B. BALLET	Chargé d'enseignement - Mathématiques (Avignon)

Ce travail a été effectué au Centre de Recherches Physiques, dirigé par Monsieur Th. VOGEL à qui je tiens à témoigner ma reconnaissance.

J'exprime ma respectueuse gratitude à Monsieur le Professeur J. TROMPETTE pour avoir bien voulu parrainer le présent travail et accepter la Présidence de mon Jury.

Je remercie particulièrement Monsieur le Professeur L. CAPELLA pour avoir bien voulu examiner mon travail et faire partie de ce Jury.

Mes remerciements vont également à Monsieur H.J. LATIERE, Directeur de Recherches, pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son Laboratoire et pour les encouragements qu'il n'a cessé de me prodiguer, ainsi qu'à Monsieur BERBEZIER, Chargé de Programmes à la Direction du Centre d'Etudes Nucléaires de Cadarache, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail.

Je ne saurais oublier tous mes camarades de Laboratoire, Chercheurs, Techniciens et Secrétaires pour l'aide qu'ils m'ont apportée et pour leurs témoignages d'amitié.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

GENERALITES 2

PREMIERE PARTIE

DETECTEUR DE RAYONS X 7

1. Généralités 7
   A - Les détecteurs à ionisation 7
   B - Les détecteurs à scintillations 7
2. Détecteurs à scintillations 8
   A - Poincipe 8
   B - Les scintillateurs
      a) Qualités des scintillateurs 10
      b) Les diverses substances scintillatrices 10
      c) Caractéristiques du scintillateur 11
   C - Les photomultiplicateurs 11
      a) Forme des impulsions et bruit de fond 12
      b) Alimentation des dynodes 12
      c) Caractéristiques du photomultiplicateur 13

PREAMPLIFICATEUR ET AMPLIFICATEUR 14

I. PREAMPLIFICATEUR 14

II. AMPLIFICATEUR 16

1. Généralités 16
2. Description et schéma de l'amplificateur 17
3. Considérations générales sur le transistor en H.F. : détermination du choix des composants pour la réalisation technique 18
4. Calcul de l'amplificateur 21
5. Caractéristiques de l'amplificateur 24

Page

UNIVIBRATEUR 23

I. Schéma de l'univibrateur (ou monostable) 24

II. Fonctionnement 24

III. Détermination des éléments du circuit monostable 25

A - Polarisation de T_1 25

1. Choix de R_{C1} 25

2. Calcul de R_1 , R_2 et P 27

a) Conditions de blocage et de conduction 27

b) Valeurs de R_1 , R_2 et P 28

B - Calcul du condensateur C 28

C - Polarisation de T_2 28

1. Choix de R_{C2} 29

2. Valeur de R_E 29

3. Calcul de R_3 et R_4 29

Remarque 30

INTEGRATEUR (TOTOMETRE) 31

Etude et réalisation du circuit intégrateur 33

Mode de fonctionnement 33

Etude de la pompe à diodes 33

1. A nombre constant d'impulsions 33

a) En régime transitoire 33

Relation permettant de dimensionner C_1 en fonction de C_2 34

2. A nombre variable d'impulsions : étude du potentiel continu croissant en fonction du nombre d'impulsions : effet de saturation quand $RC_2 \gg$ durée des impulsions 35

3. Conditions de linéarité de la réponse $V_d = f(n)$: discussion 36

4. Circuit à constante de temps $\theta = RC_2$ 41

CIRCUIT DE MESURE 43

1. Expression du signal différentiel de sortie 43

2. Analyse descriptive de l'amplificateur différentiel 45

3. Caractéristiques du microampèremètre 47

Page

STABILISATION EN TEMPERATURE 1

Généralités 4

I. Alimentation stabilisée à transistors (12 V 0,4 A) 6

1. Caractéristiques 6

2. Schéma 8

II. Alimentation stabilisée T.H.T. à transistors 11

1. Caractéristiques 11

2. Schéma 13

DEUXIEME PARTIE

ETUDE COMPARATIVE 33

1. Courbes de réponse spectrale 33

2. Topographies de translation 37

3. Conclusions 57

TROISIEME PARTIE

APPLICATION DE LA METHODE DE LANG A LA CARACTERISATION DES DEFAUTS DE STRUCTURE 59

Préliminaire 59

1. Principe, avantages et limitations de la méthode 60

1-1. Principe de la méthode 60

1-2. Avantages et limitations 61

2. Etude des dislocations 62

2-1. Topographie de section 62

2-2. Topographie de translation 64

2-3. Formation des images en topographie par transmission 64

2-4. Positions des dislocations par rapport à la surface du cristal 66

2-5. Caractérisation - Détermination du vecteur de Burgers 68

3. Etude des déformations localisées
3-1. Déformations superficielles
3-2. Précipités sphériques
4. Joints de grains
4-1. Joints à faible désorientation
4-2. Joints à forte désorientation
4-3. Joints de coïncidence
4-4. Enclaves

CONCLUSION

ANNEXE

BIBLIOGRAPHIE

I N T R O D U C T I O N

L'analyse cristalline par diffraction des rayons X, qui est à la base des études sur la structure de la matière, a permis dès son origine de révéler d'innombrables renseignements sur l'édifice cristallin. Les différentes techniques et méthodes qui n'ont cessé de se développer et dont les principes sont régis par la loi de BRAGG, ont notamment mis en évidence la géométrie cristalline telle que les positions des atomes, les distances interréticulaires, les orientations des cristaux, ainsi que les contraintes et déformations subies par eux (glissement, fluage, écrouissage, recristallisation) et les imperfections qu'ils présentent (dislocations, défauts d'empilement, précipités, etc...)

Parmi les méthodes utilisées pour l'étude des défauts étendus dans les cristaux, l'une d'elles a été conçue par A.R. LANG. Cette méthode topographique par transmission donne une vision dans l'espace des défauts contenus dans toute l'épaisseur du cristal.

Principe de la méthode de LANG. Un faisceau de rayons X émis par un générateur, irradie le cristal à étudier placé sous l'incidence de BRAGG ; le rayonnement diffracté recueilli sur une plaque photographique, fournit les images des défauts contenus dans le cristal.

Or, pour positionner avec précision le cristal en incidence de BRAGG, il est indispensable de détecter le rayonnement X diffracté et de l'intégrer afin de procéder à la mesure de son intensité. Il est donc nécessaire d'adjoindre au matériel expérimental un ensemble électronique propre à effectuer la mesure angulaire.

Cette dernière condition nous amène à préciser l'objet du présent travail, situé dans son contexte initial : l'étude

d'un ensemble électronique de comptage pour la détection des rayons X et la mesure de leur intensité. Son application métallographique concerne, ainsi que nous l'avons mentionné précédemment, la recherche de plans cristallographiques par la méthode de LANG.

Sur le plan formel, nous exposerons successivement les différentes phases de conception relatives aux principes généraux d'organisation, la constitution du modèle électronique en ses éléments fonctionnels, la description de chacun d'eux ainsi que les fonctions qu'ils doivent assurer. Les méthodes numériques et graphiques de traitement des données seront rapoelées, de même que seront analysés les modes de fonctionnement et les performances des divers circuits.

La deuxième partie de ce travail est consacrée à une étude comparative des résultats obtenus avec notre ensemble électronique et ceux obtenus avec un autre ensemble électronique de marque connue.

Des courbes de réponse spectrale ont notamment été tracées pour les deux ensembles respectifs et des topographies en translation par la méthode de Lang ont été réalisées dans des conditions expérimentales équivalentes, qui permettent d'analyser les résultats et de porter une appréciation sur la valeur des ensembles considérés.

Enfin, la troisième partie traite de l'application de la méthode de Lang à la caractérisation des défauts de structure.

Après avoir situé les limites de la méthode, on étudie les défauts contenus dans des monocristaux d'aluminium et de titane ayant une densité de dislocations inférieure à 10^4 cm.cm^{-3}.

G E N E R A L I T E S

Le principe de la méthode de LANG cité en introduction nous met en présence du problème que nous nous proposons d'étudier.

En effet, la phase d'exposition du cliché photographique au rayonnement X diffracté par l'échantillon de cristal à analyser doit être précédée d'une mesure goniométrique dont la précision justifiera la qualité topographique du cliché.

Cependant la détermination angulaire implique l'aide d'une technique électronique permettant de déceler le rayonnement diffracté et d'en mesurer l'intensité, la valeur maximale de la mesure correspondant à l'incidence de BRAGG pour la raie $K\alpha_1$ choisie.

Ainsi les conditions expérimentales laissent entrevoir, très schématiquement, la nécessité de satisfaire deux fonctions essentielles, à savoir :

- la détection du rayonnement diffracté
- l'intégration des signaux fournis par le détecteur,

auxquelles on peut adjoindre implicitement la fonction amplificatrice.

Selon la nature du détecteur employé, on distingue habituellement deux techniques différentes de mesure :

- les méthodes électrométriques, dans lesquelles on mesure le courant moyen débité par le détecteur (chambre d'ionisation à courant)
- les méthodes de comptage impulsionnel, dans lesquelles on procède à une numération des impulsions fournies par un détecteur de type différent (chambre d'ionisation à impulsions, compteur proportionnel, compteur de Geiger-Müller,

compteur à étincelle, photoscintillateur).

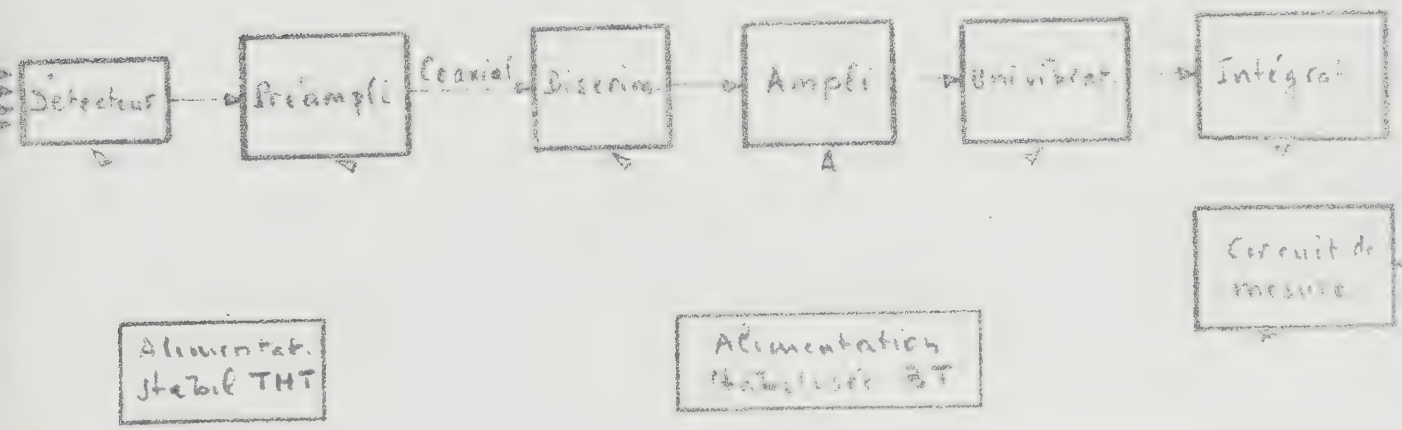
Les dispositifs électrométriques étant d'utilisation délicate et manquant de sensibilité, seuls les dispositifs à impulsions ont été retenus dans cette étude.

Cependant l'unité électronique ainsi constituée, c'est-à-dire avec ses trois fonctions de détection, d'amplification et d'intégration, ne peut encore être opérationnelle. Au niveau de l'amplification par exemple, il est indispensable d'éviter les pertes d'énergie entre le détecteur et l'amplificateur -qui d'ailleurs ne sont pas toujours proches l'un de l'autre, mais reliés par un câble coaxial pour des commodités d'utilisation- c'est pourquoi une fonction d'adaptation y est nécessaire.

D'autre part les impulsions produites par le détecteur ne sont pas toutes désirables et une sélection en vue d'éliminer les impulsions parasites (bruits d'origines diverses) est tout-à-fait souhaitable, sinon nécessaire; cet impératif justifie la présence d'une fonction sélective ou d'inhibition.

Enfin pour être plus facilement mesurables, les impulsions doivent être mises en forme par un conformateur d'impulsions, ce qui explicite le rôle de la fonction de standardisation.

Après l'examen des différentes fonctions propres à satisfaire l'expérimentation, il est possible de synthétiser le principe d'organisation et de constituer le modèle électronique de l'ensemble de mesure sous la forme d'une chaîne fonctionnelle apparaissant selon le diagramme suivant :



Les divers circuits et les fonctions qu'ils assurent sont rappelés ci-dessous :

a) Détecteur de rayons X (photoscintillateur) ; fonctions : détection et conversion de l'énergie électromagnétique en énergie électrique (impulsions de tension).

b) Préamplificateur (émettodyne) ; fonction : adaptation d'impédances.

c) Discriminateur ; fonction : inhibiteur des impulsions parasites.

d) Amplificateur ; fonction : amplification des impulsions sélectionnées.

e) Univibrateur à émetteurs couplés ; fonctions : mise en forme et standardisation des impulsions délivrées par l'amplificateur.

f) Intégrateur (pompe à diodes + circuit RC à constante d'intégration); fonctions : conversion de la fréquence des impulsions en une tension proportionnelle et contrôle du taux de fluctuation.

g) Circuit de mesure ; fonctions : amplification et mesure de la tension moyenne intégrée.

Par conséquent, le principe de fonctionnement de l'ensemble électronique détecteur-intégrateur de rayons X peut se résumer en suivant le cheminement des impulsions :

Un amplificateur linéaire, précédé d'un discriminateur, sélectionne et amplifie les impulsions provenant d'un détecteur de rayonnements. Les impulsions utiles sont mises en forme par un univibrateur et appliquées à un circuit intégrateur destiné à effectuer la conversion digitale analogique de ces signaux. L'information, d'intensité proportionnelle au nombre de chocs (ou impulsions par unité de temps), est adressée à un circuit permettant de visualiser la mesure.

Dans les chapitres suivants, on se propose de décrire et d'étudier successivement les circuits électroniques qui ont été énumérés et de les traiter succintement selon leur fonction spécifique.

Cependant certains d'entre eux, notamment l'univibrateur (choix des gammes de sensibilité à rapport constant de fréquences extrêmes) et l'intégrateur (linéarité de réponse dans la conversion fréquence-tension) font l'objet d'un développement plus portant, car ils révèlent des méthodes de résolution propres l'auteur.

On expose également pour chaque circuit, le schéma de principe indiquant le mode de fonctionnement ainsi que le schéma détaillé, on rappelle les méthodes numériques et graphiques qui permettent de déterminer les valeurs des composants, et finalement on présente les performances obtenues.

PREMIERE PARTIE

DETECTEUR DE RAYONS X

1. Généralités.

Selon l'effet utilisé, les détecteurs de rayonnements appartiennent à deux ensembles essentiellement différents:

A. Les détecteurs à ionisation, mettant à profit l'ionisation dans les gaz afin de produire des variations décelables de courant électrique.

Ce type de détecteurs se subdivise en deux classes suivant que le processus d'ionisation s'effectue :

a) sans multiplication des ions : chambres d'ionisation (à potentiel de champ électrique assez faible : 100 à 500 V environ),

b) ou avec multiplication des ions : compteurs ; lorsque le potentiel du champ est moyen (< 1100 V environ) et que la multiplication reste faible, les compteurs fonctionnent en régime proportionnel ; en faisant croître le champ, la valeur de la multiplication augmente et le régime obtenu est semi-proportionnel ; au-delà d'une certaine valeur du champ (> 1300 V environ), le régime atteint est celui des compteurs Geiger-Müller.

B. Les détecteurs à scintillations, dans lesquels l'excitation des atomes et molécules de certaines substances solides ou liquides pour produire de la lumière est transformée ensuite en variation de courant électrique par des photomultiplicateurs.

Parmi les divers types de détecteurs employés en diffractométrie X (compteurs proportionnels, Geiger-Müller, à scintillations) notre choix s'est porté sur les photoscintillateurs, caractérisés par un bon rendement et une meilleure sensibilité.

2. Détecteurs à scintillations.

A. Principe.

Dès 1903, les scintillations du sulfure de zinc soumis aux chocs des particules α furent observées à l'oeil ; ce mode de détection, peu à peu abandonné, fut repris vers 1944 grâce à l'apparition des photomultiplicateurs présentant une excellente sensibilité.

Actuellement, la technique des scintillations permet de détecter de nombreux rayonnements (α, β, γ, X, etc...) avec un rendement égal ou supérieur à celui des méthodes utilisant l'ionisation dans les gaz.

Un détecteur à scintillations, ou photoscintillateur, comprend :

- le scintillateur, substance luminescente appropriée au type de particules à détecter, et qui émet une brève lueur à chaque impact de celles-ci;
- le photomultiplicateur, tube électronique qui reçoit sur sa photocathode la lumière provenant du scintillateur, et transforme chaque lueur en impulsion électrique.

B. Les scintillateurs.

Un certain nombre de substances à l'état solide, liquide ou gazeux ont la propriété d'émettre une lumière de fluorescence, quand elles subissent l'action de rayonnements corpusculaires ou électromagnétiques.

L'absorption de ces rayonnements se traduit par l'excitation des atomes ou molécules de la substance considérée. Le retour de ceux-ci à leur état stable (ou état fondamental) se fait par émission de photons. Une fraction plus ou moins grande des photons est émise dans le spectre visible ou dans le proche ultraviolet.

L'intensité de la lumière émise après le passage de la particule décroît exponentiellement en fonction du temps. Le temps de décroissance (ou constante de temps de la scintillation) est la durée nécessaire à la décroissance de moitié de l'intensité lumineuse.

COURBES DE RÉPONSES SPECTRALES DES PRINCIPALES PHOTOCATHODES

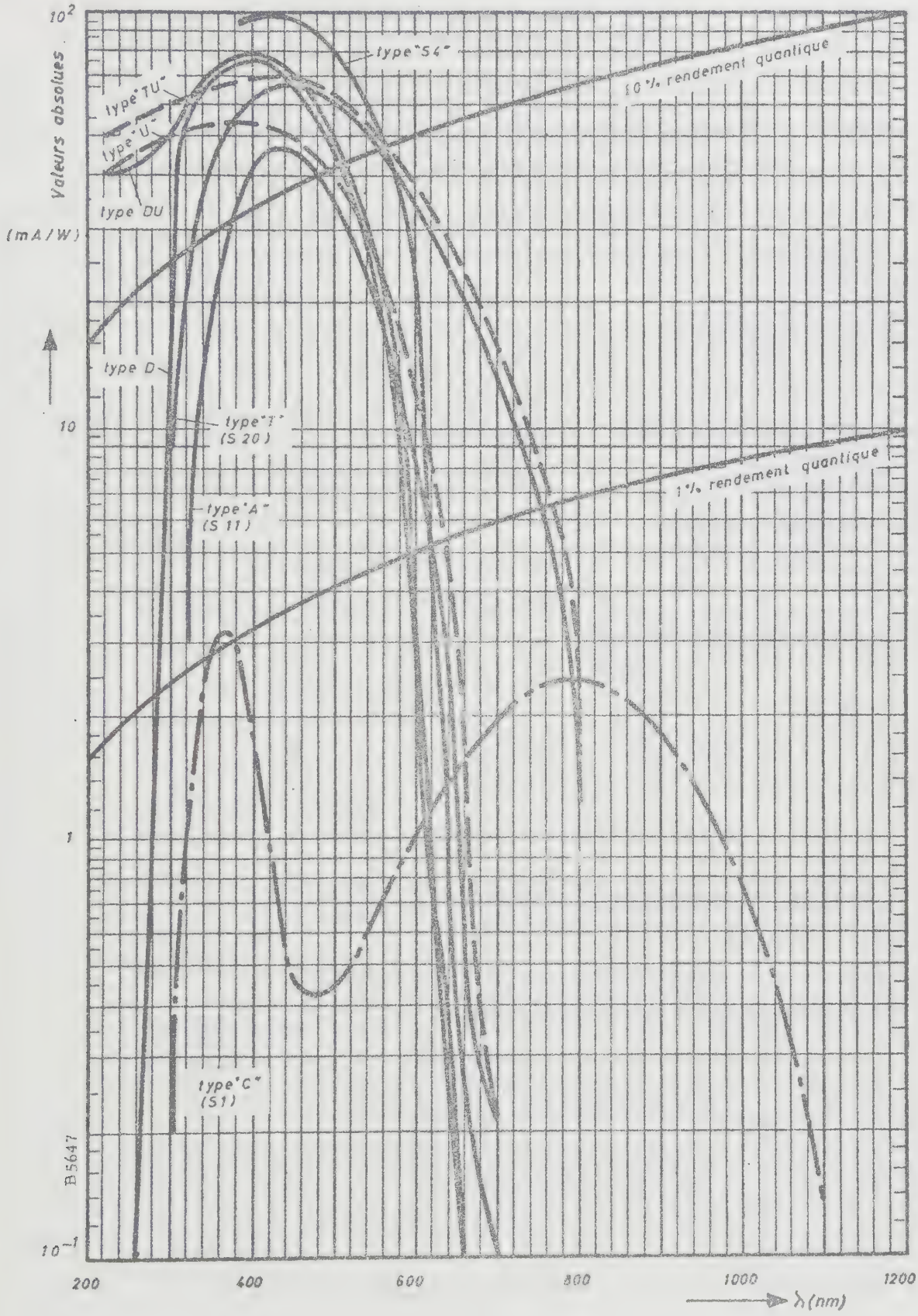
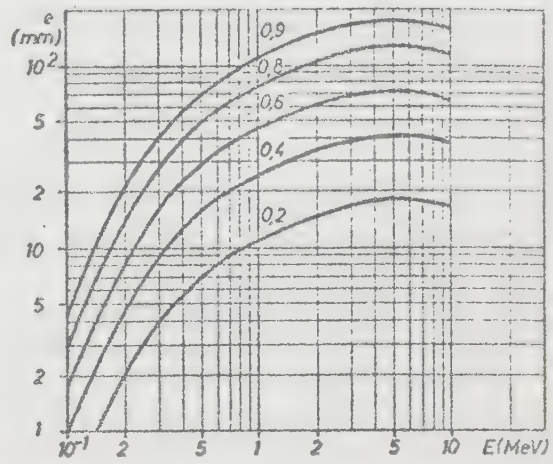


Fig.1

a) Qualités des scintillateurs : les scintillateurs doivent convertir avec un bon rendement l'énergie du rayonnement incident en énergie lumineuse de longueur d'onde appropriée à la bande spectrale des photomultiplicateurs, qui s'étend ordinairement de 3000 Å à 7000 Å (voir figure 1 "Courbes de réponses spectrales des principales photocathodes").

Les substances scintillatrices doivent être transparentes à leur propre lumière sur une épaisseur qui est de l'ordre de grandeur du parcours des particules à détecter (voir fig. 2 "Epaisseur de l'iodure de sodium activé au thallium NaI (Tl) en fonction de son énergie").



Epaisseur nécessaire de NaI (TL) pour absorber une fraction donnée d'un rayonnement γ en fonction de son énergie.

Fig. 2

L'indice de réfraction du cristal scintillateur est également à considérer : la liaison optique entre la face du cristal détecteur (d'indice n_1) en regard de la photocathode et le verre du photomultiplicateur (d'indice n_2) doit être assurée par l'intermédiaire d'un produit dont l'indice de réfraction est $n = \sqrt{n_1 n_2}$.

b) Les diverses substances scintillatrices : parmi les principaux scintillateurs utilisés actuellement, on trouve :

- les scintillateurs organiques, en particulier les substances aromatiques à plusieurs noyaux telles que le naphtalène, l'anthracène, le stilbène.

- les scintillateurs inorganiques, notamment les sulfures (tels que le sulfure de zinc activé par des traces d'argent ou de cuivre) et les halogénures alcalins (comme l'iodure de sodium activé au thallium, l'iodure de lithium activé à l'europium ou à l'étain).

Les principales propriétés des scintillateurs les plus

répandus sont indiquées dans le tableau ci-dessous :

Substance	Longueur d'onde de fluorescence	Constante de temps de décroissance	Indice de réfraction	Structure du scintillateur
nthracène	4450 Å	30.10^{-9} s	1,58	monocristal
ulfure de zinc ctivé à l'argent	4500 Å	10.10^{-6} s	2,4	poudre
odure de sodium ctivé au thallium	4200 Å	$0,25.10^{-6}$ s	1,77	monocristal

c) Caractéristiques du scintillateur : le cristal d'iodure de sodium, qui constitue le scintillateur du détecteur PS 1011 choisi, présente les caractéristiques suivantes :

Pastille au NaI (Tl) de 32 x 2 mm, protégé par une feuille de béryllium de 0,2 mm d'épaisseur
Masse volumique : 3,67 g/cm^3
Constante de temps de la scintillation : 25.10^{-8} s
Constante de temps de la phosphorescence : $2,5.10^{-3}$ s
Longueur d'onde au maximum d'émission : 4250 Å
Indice de réfraction : 1,77
Largeur à mi-hauteur du spectre d'émission : 850 ± 100 Å
Limite de transparence du cristal : 3000 Å

C. Les photomultiplicateurs.

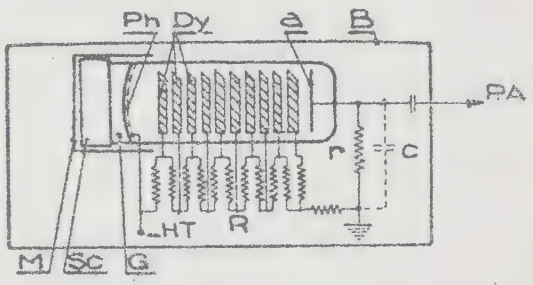
Une fraction du nombre de photons émis parvient sur la cathode du photomultiplicateur, le reste est absorbé par les milieux imparfaitement transparents ou réflecteurs. Ces photons, en tombant sur la photocathode, donnent naissance à des électrons avec un rendement, pour une photocathode moyenne, de l'ordre de un électron pour vingt photons incidents (ce qui correspond à une sensibilité cathodique d'environ 20 µA/lumen).

L'émission des électrons suit l'arrivée des photons d'un temps très court (inférieur à 10^{-10} s). Les électrons tombent ensuite sur une série d'étages multiplicateurs à coefficient d'émission secondaire élevé, les dynodes, dont le nombre varie

généralement de dix à quinze et dont les potentiels positifs par rapport à la photocathode vont croissants.

Finalement, après multiplications successives des électrons, ces derniers sont collectés sur l'anode du photomultiplicateur et produisent une impulsion de courant d'amplitude proportionnelle à l'amplitude de l'impulsion de lumière, et dont le temps de montée est égal au temps de décroissance de l'impulsion lumineuse. Ces temps de montée peuvent être très courts, de l'ordre de 10^{-8} s ; il y a lieu de prévoir,en conséquence, la bande passante des circuits amplificateurs.

a) Forme des impulsions et bruit de fond : les impulsions fournies par le photomultiplicateur ont une forme qui dépend, comme nous l'avons vu , du type de scintillateur employé mais aussi de la constante de temps rC du circuit anodique (fig. 3). De plus l'amplitude de l'impulsion de potentiel est inversement proportionnelle à la valeur de la capacité parasite C de l'anode.



M, réflecteur de lumière
Sc, scintillateur
G, guide de lumière
Ph, photocathode
Dy, dynodes
a, anode
B, diviseur de tension alimentant les électrodes du photomultiplicateur
r, résistance de charge d'anode
c, capacités parasites
B, blindage mettant l'ensemble à l'abri de la lumière

Fig. 3. — Schéma d'un dispositif à scintillation et de son montage électronique.

Tous les photomultiplicateurs ont un bruit de fond, variable suivant la qualité du tube, et qui croît rapidement avec la tension et la température.

b) Alimentation des dynodes : le coefficient d'émission secondaire est fonction de la tension V appliquée entre les dynodes, et le gain G du photomultiplicateur est proportionnel à V^n, n étant le nombre de dynodes. Par conséquent, pour une variation de la différence de potentiel dV, la variation relative de gain est $dG/G = n.dV/V$. Cette relation montre que le gain subit des fluctuations notables pour des variations relativement faibles de la tension d'alimentation ; par exemple, pour obtenir un gain stable au centième près, il est nécessaire d'employer une tension stabilisée au millième lorsque n est égal à 10.

c) Caractéristiques du photomultiplicateur : les principales caractéristiques du photomultiplicateur XP 1010, correspondant au photoscintillateur PS 1011, sont mentionnées ci-dessous :

Nombre d'étages : 10

Réponse spectrale : A (S 11) (voir fig. 1)

Diamètre de photocathode : 32 mm

Sensibilité de cathode (valeur moyenne) :

- en lumière blanche : 80 µA/lm
- en lumière monochromatique : 65 mA/W

Sensibilité anodique (pour une T.H.T. de 1800 V) : 700 A/lm

Courant d'obscurité : 0,01 µA (pour une sensibilité de 60 A/lm)

Caractéristiques de rapidité :
- temps de transit : 36 ns
- temps de montée : 4 ns
- écart centre-bord : 3 ns

Linéarité :
- gain élevé : 30 mA
- fort courant : 100 mA

Valeurs à ne pas dépasser (limites absolues) :
- T.H.T. : 1800 V
- courant continu d'anode : 0,1 mA

Dimensions :
- longueur maximum : 127 mm
- diamètre maximum : 39,5 mm

PREAMPLIFICATEUR ET AMPLIFICATEUR

Dans un système de comptage, le but du circuit amplificateur est d'amener l'amplitude des impulsions à un niveau suffisant pour agir sur le dispositif d'indication (dispositif de numération, intégrateur). L'amplificateur est généralement composé de deux parties : le préamplificateur qui est monté à côté du détecteur et l'amplificateur d'impulsions lui-même.

I. PREAMPLIFICATEUR.

L'information (signal utile sortant sur une charge à haute impédance) fournie par le photoscintillateur transite par un câble coaxial de liaison, type KX15, à basse impédance ($Z = 50\,\Omega$) vers les circuits électroniques pour traitement ultérieur des données.

Afin d'éviter les pertes d'énergie, il importe de ne réunir directement que des lignes ou circuits présentant des impédances dont les modules ne soient pas trop différents les uns des autres.

En conséquence un étage adaptateur d'impédances doit être inséré entre la sortie du photoscintillateur et le câble coaxial : c'est la fonction remplie par le préamplificateur, constitué d'un émettodyne monté en "bootstrap".

Ce montage (fig. ci-contre) permet d'augmenter l'impédance d'entrée de l'étage collecteur commun conventionnel en évitant la limitation de la résistance d'entrée de l'étage par le pont de polarisation (R_1, R_2).

A cet effet une résistance R_B est introduite entre le

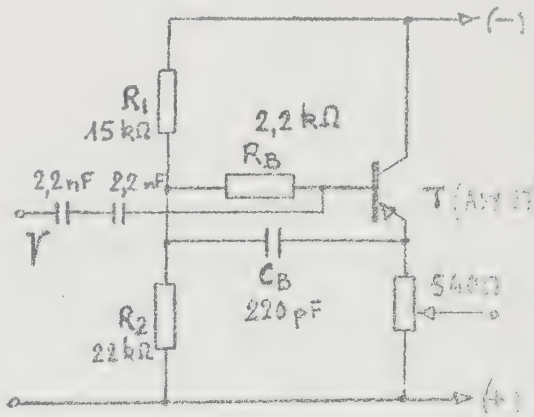


Fig. 1.

pont de polarisation et la base du transistor ; en outre, le signal de sortie est injecté sur le pont de polarisation par l'intermédiaire du condensateur C_B.

Le circuit ainsi obtenu présente une impédance d'entrée Z_e accrue, dont la valeur expérimentale est de 35 kΩ .

Cette valeur de Z_e peut paraître encore faible en regard de la résistance de charge (500 kΩ) du photomultiplicateur. C'est pourquoi on pourrait utiliser, au lieu du transistor ASY 27 un transistor à effet de champ pour augmenter l'impédance d'entrée du préamplificateur.

Cependant l'amplitude des impulsions délivrées par le photoscintillateur est relativement importante (quelques dixièmes de volt) et une désadaptation partielle d'impédances produit une atténuation réduite des signaux transmis. Quoiqu'il en soit, l'amplificateur qui suit le circuit de préamplification permet d'amener les signaux à un niveau suffisant pour déclencher l'univibrateur.

Quant à l'impédance de sortie du préamplificateur, sa valeur mesurée est de 58Ω .

II. AMPLIFICATEUR.

Les impulsions délivrées par le préamplificateur ont une amplitude de quelques dixièmes de volt et doivent être convenablement amplifiées avant d'attaquer l'univibrateur ; cette condition implique nécessairement que l'amplificateur apériodique soit à large bande et linéaire, le type de couplage inter-étages étant assuré par résistances et capacités.

1. Généralités.

Pour transmettre le signal sans déformation appréciable, on utilise un circuit de liaison inter-étages R-C dont la constante de temps est grande par rapport à la durée τ des impulsions (par exemple $RC \geqslant 10\ \tau$).

D'autre part le temps de montée de l'impulsion, pour un étage amplificateur donné, dépend essentiellement (cf. "Considérations générales sur le transistor en H.F.") de la résistance de charge au collecteur, lorsque les capacités parasites qui la shuntent sont fixées et que le transistor est choisi et le câblage réalisé. Afin d'obtenir des temps courts on a intérêt à réduire cette résistance de charge. C'est précisément ce qui a été effectué lors de la conception de l'amplificateur qui, par ailleurs, ne comporte aucun circuit correcteur de fréquences (non application de la correction shunt ou correction série).

Cependant, toutes les impulsions produites par le détecteur ne sont pas systématiquement confiées à l'amplificateur : une sélection est assurée au niveau du discriminateur qui élimine les impulsions parasites (bruits d'origines diverses) d'amplitudes inférieures à celles des signaux étudiés. D'un point de vue plus général, le rôle du discriminateur est de laisser passer les impulsions dont l'amplitude est supérieure à une valeur ré-

glable, à savoir le seuil de discrimination. Or, l'amplitude de ces impulsions est fonction du rayonnement X incident, c'est-à-dire du spectre de raies caractéristique de l'émetteur de rayons X (anticathode) d'une part et de la nature du cristal placé en incidence de Bragg d'autre part.

Cette remarque nous amène à condisérer le spectre correspondant au rayonnement X produit par un générateur. En examinant par exemple le spectre émis par une anticathode de molybdène (fig. 1), on s'aperçoit qu'au fond continu se superposent des raies caractéristiques des atomes de molybdène. En effet la figure, qui représente la série K des raies, la plus importante en radiocristallographie, révèle la présence d'une raie $K\beta$, puis d'une raie plus intense $K\alpha$, doublet formé des composantes $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$ distantes de $\Delta\lambda = \lambda(\alpha_2) - \lambda(\alpha_1) = 0{,}713543 - 0{,}709261 = 0{,}004282$ Å, soit $\simeq 4.10^{-3}$ Å ; cependant les intensités relatives sont dans un rapport $K\alpha_2/K\alpha_1 = 1/2$.

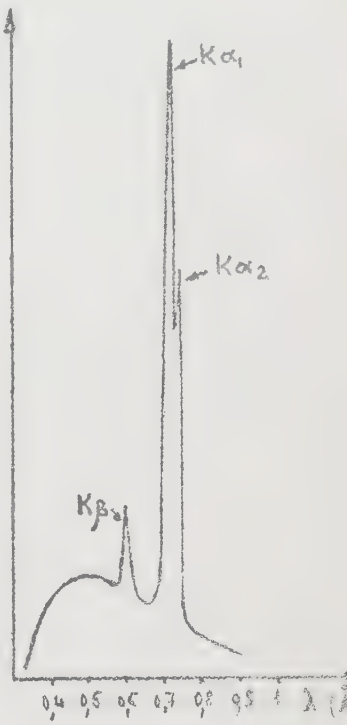


Fig. 1

Ces renseignements d'ordre cristallographique nous permettent de constater que la méthode de détection du faisceau diffracté doit être suffisamment sensible pour différencier le pic $K\alpha_1$ du pic $K\alpha_2$ qui, rappelons-le, ne sont distants l'un de l'autre que de quatre millièmes d'Angström. En outre, la discrimination doit distinguer le signal utile de l'intense bruit de fond continu engendré par l'anticathode.

2. Description et schéma de l'amplificateur.

A) L'unité d'amplification comporte trois étages transistorisés :

a) un étage amplificateur à fonction double (discrimination et amplification) monté en émetteur commun, avec

point de polarisation variable assurant un fonctionnement en classe A, B ou C (réglage du seuil de discrimination) ; cette caractéristique permet une discrimination à taux variable entre impulsions d'amplitude différente -signal utile et bruit de fond notamment- selon l'option faite sur la classe de fonctionnement. En particulier un signal utile S confondu avec un bruit de fond assez important (mais de niveau inférieur à celui de S) exige un taux de discrimination conséquent, c'est-à-dire une polarisation amenant le transistor à fonctionner en classe C.

b) un étage amplificateur à fonction double (amplification et inversion de phase)réalisé également en émetteur commun.

c) un étage adaptateur d'impédance, monté en collecteur commun, assurant la liaison entre l'amplificateur-inverseur (b) et l'univibrateur.

B) Schéma :

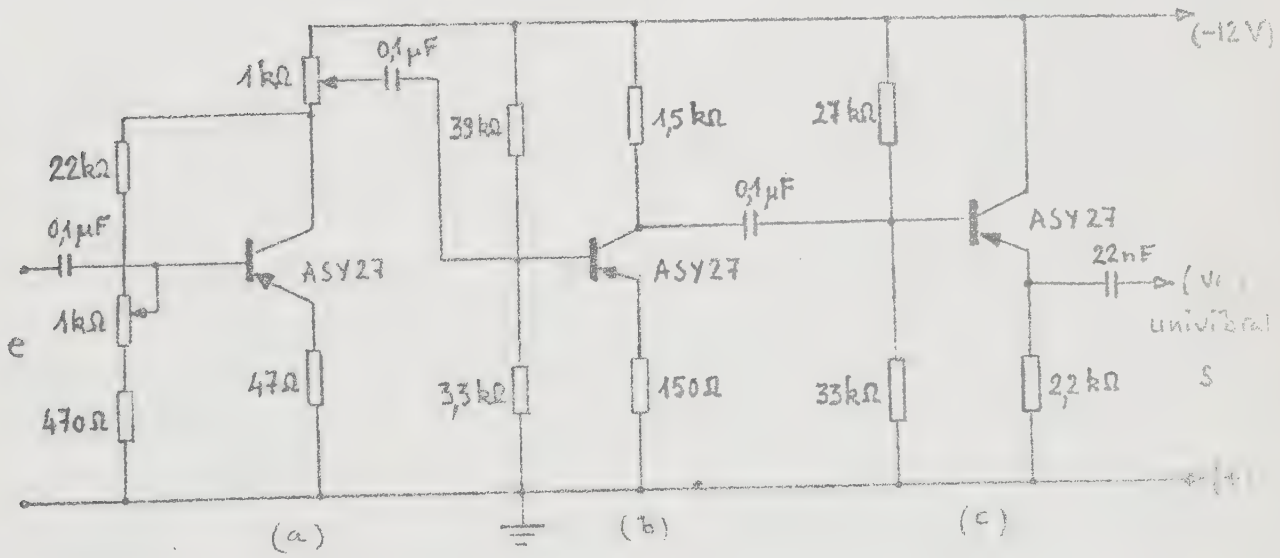


Figure 2.

3. Considérations générales sur le transistor en H.F. : détermination du choix des composants pour la réalisation technique.

Rappelons que le transistor utilisé en hautes fréquences peut être considéré comme un quadripôle dont le schéma équivalent simplifié est donné, pour le montage émetteur commun, par la figure 3.

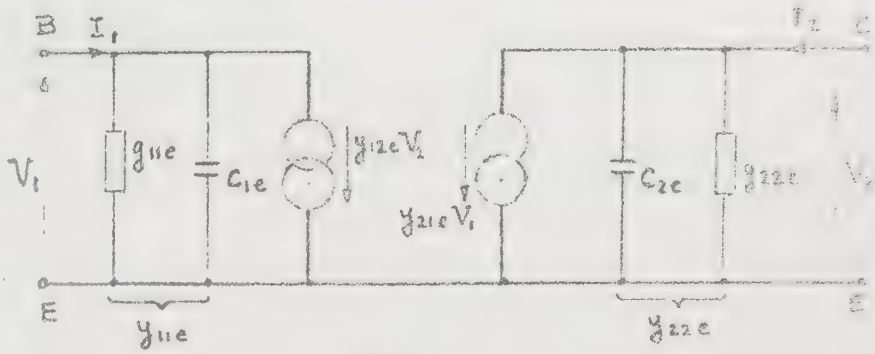


Fig. 3

En employant les paramètres admittances, les équations complexes du quadripôle s'écrivent :

$$I_1 = y_{11e}V_1 + y_{12e}V_2 \qquad (1)$$

$$I_2 = y_{21e}V_1 + y_{22e}V_2 \qquad (2)$$

avec : $y_{11e} = g_{11e} + jC_{1e}\omega$ (C_{1e} et C_{2e} : capacités interélectrodes)

$$y_{22e} = g_{22e} + jC_{2e}\omega$$

Nota : Pour simplifier les écritures les indices e -indiquant que le montage est en émetteur commun- sont supprimés dans toutes les relations qui suivent.

Calcul de l'amplification en tension A_v :

Associons l'équation de la charge Y_C aux équations du quadripôle :

$$I_2 = -Y_C V_2 \qquad (3)$$

avec :

$$Y_C = G_C = \frac{1}{R_C}$$ (pour une charge présentant une résistance pure R_C)

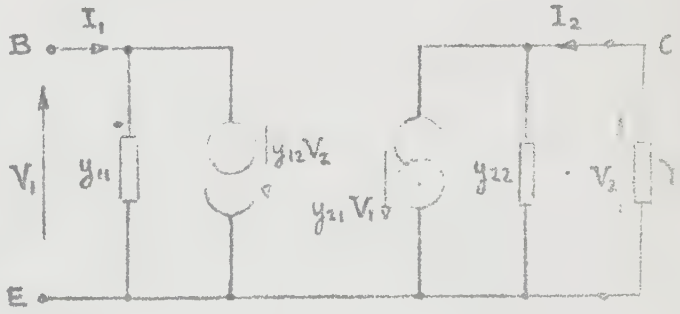


Fig. 4

Portons cette valeur de I_2 dans l'équation (2) :

$$-Y_C V_2 = y_{21}V_1 + y_{22}V_2$$

$$-y_{21}V_1 = V_2(y_{22} + Y_C)$$

d'où l'amplification en tension :

$$A_v = \frac{V_2}{V_1} = \frac{-y_{21}}{y_{22} + Y_C} \qquad (4)$$

En remplaçant y_{22} et Y_C par leur valeur respective, l'équation (4) devient :

$$A_v = \frac{-y_{21}}{g_{22} + jC_2\omega + G_C} = \frac{-y_{21}}{g_{22} + \frac{1}{R_C} + jC_2\omega}$$

$$A_v = \frac{-R_C y_{21}}{R_C g_{22} + 1 + jR_C C_2\omega}$$

En divisant numérateur et dénominateur par $R_C g_{22} + 1$, il vient :

$$A_v = \frac{\frac{-R_C y_{21}}{R_C g_{22} + 1}}{1 + j\frac{R_C C_2 \omega}{R_C g_{22} + 1}} \qquad (5)$$

L'amplification maximale A_{v_o} est obtenue pour $\omega = 0$, c'est-à-dire :

$$A_{v_o} = \frac{-R_C y_{21}}{R_C g_{22} + 1}$$

Portant l'expression A_{v_o} dans l'équation (5), on a :

$$A_v = \frac{A_{v_o}}{1 + j\frac{R_C}{R_C g_{22} + 1} C_2\omega}$$

En posant :

$$\begin{cases} R = \dfrac{R_C}{R_C g_{22} + 1} \\ \Theta = RC_2 \ , \end{cases}$$

on aboutit à l'expression réduite de l'amplification :

$$A_v = \frac{A_{v_o}}{1 + j\,\Theta\,\omega} \qquad (6)$$

La relation (6) montre que le comportement de l'étage amplificateur aux fréquences élevées dépend de la constante de

temps $\Theta = RC_2$ du circuit de charge. Il est clair que la réponse de l'étage est d'autant plus rapide que Θ est faible ; ce qui correspond, en régime impulsionnel, à des signaux présentant des fronts de montée et de descente plus raides et mieux définis.

Ces considérations nous amènent à choisir pour la technique de l'amplificateur des transistors caractérisés par des fréquences de coupure de plusieurs mégahertz et d'autre part à faire travailler les transistors avec des résistances de charge assez faibles (de l'ordre du kiloohm).

4. Calcul de l'amplificateur. La détermination des éléments de polarisation est basée sur la méthode graphique utilisant les courbes caractéristiques.

Rappelons-en succintement le principe.

L'étage amplificateur classique à transistor monté en émetteur commun peut se représenter selon le schéma équivalent de la figure 5. Pour le signal variable, R_1 et R_2 (résistances du pont de polarisation) sont en parallèle avec l'impédance d'entrée du transistor et R_L (résistance équivalente de l'entrée de l'étage suivant) est en parallèle sur la résistance de collecteur R_C.

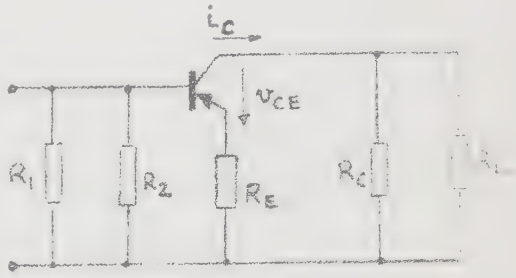


Fig. 5

Les valeurs de R_1 et R_2 sont déterminées, en même temps que R_E, par les conditions de stabilisation : plus les résistances R_1 et R_2 sont faibles, plus le point moyen de fonctionnement est thermiquement stable ; mais la diminution de ces valeurs est limitée par le fait que R_1 et R_2, en parallèle sur l'impédance d'entrée du transistor, participent à une admittance d'entrée telle qu'il en résulte un affaiblissement de gain pour l'étage amplificateur qui le précède.

Pour les signaux continus, V_{CE} et I_C sont liés par la relation :

$$V_{CE} = V_{al} - R_C I_C - R_E I_E$$

compte tenu du fait que $I_C \simeq I_E$, on a :

$$V_{CE} = V_{al} - (R_C + R_E) I_C$$

Cette équation définit, dans le réseau de caractéristiques V_{CE} , I_C (fig. 6) la droite de charge statique D_1 , de pente $-1/(R_E + R_C)$.

Pour les signaux variables par contre, l'équation reliant V_{CE} à I_C est

$$v_{CE} = - \frac{R_C R_L}{R_C + R_L} i_C$$

qui définit dans le plan v_{CE} , i_C la droite de charge dynamique D_2 , de pente $-(R_C + R_L)/R_C R_L$ et passant par le point moyen de fonctionnement A.

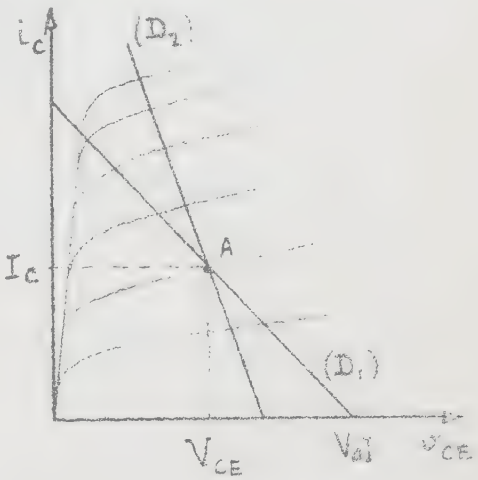


Fig. 6

5. Caractéristiques de l'amplificateur.

- Amplificateur large bande par liaison R-C, à trois transistors de commutation (type ASY 27)
- Saturation de l'amplificateur : 6,5 V en négatif, (4 V en positif)
- Linéarité : de l'ordre de 1 %
- Sortie : basse impédance sur charge d'émetteur ; impulsion de sortie négative, largeur 1,3 µs (pour une impulsion d'entrée de 1 µs de largeur)
- Temps de montée : $\simeq 0{,}2$ µs
- Gain global en tension : $v_s/v_e = 125$ (réglable par potentiomètre de 1 kΩ).

UNIVIBRATEUR

Les impulsions issues de l'amplificateur sont mises en forme par l'univibrateur, qui donne des signaux rectangulaires dont la durée et l'amplitude sont indépendantes des impulsions appliquées à son entrée.

Cependant cette fonction de conformateur d'impulsions n'est pas unique : l'univibrateur joue également un rôle déterminant dans la sensibilité de la mesure.

Considérant que le nombre d'impulsions délivrées par le photoscintillateur est proportionnel aux énergies de rayonnement incident, l'intégration des rayonnements de faibles énergies, caractérisés par des impulsions peu nombreuses, risque de fournir une valeur moyenne trop faible pour mettre en évidence les différents pics du spectre de raies.

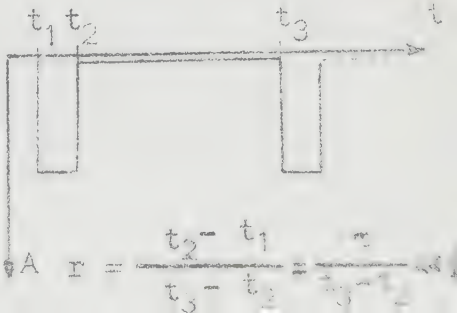
La résolution de cette difficulté consiste à assurer une compensation du signal en allongeant précisément la durée τ des impulsions en fonction des gammes décroissantes, mais en conservant pour τ une valeur constante à l'intérieur de chaque gamme.

Ainsi, quatre gammes de sensibilité ont été définies à partir de ce principe :

10^1 c/s à 10^2 c/s avec τ = 1200 µs
10^2 c/s à 10^3 c/s avec τ = 120 µs
10^3 c/s à 10^4 c/s avec τ = 12 µs
10^4 c/s à 10^5 c/s avec τ = 1,2 µs

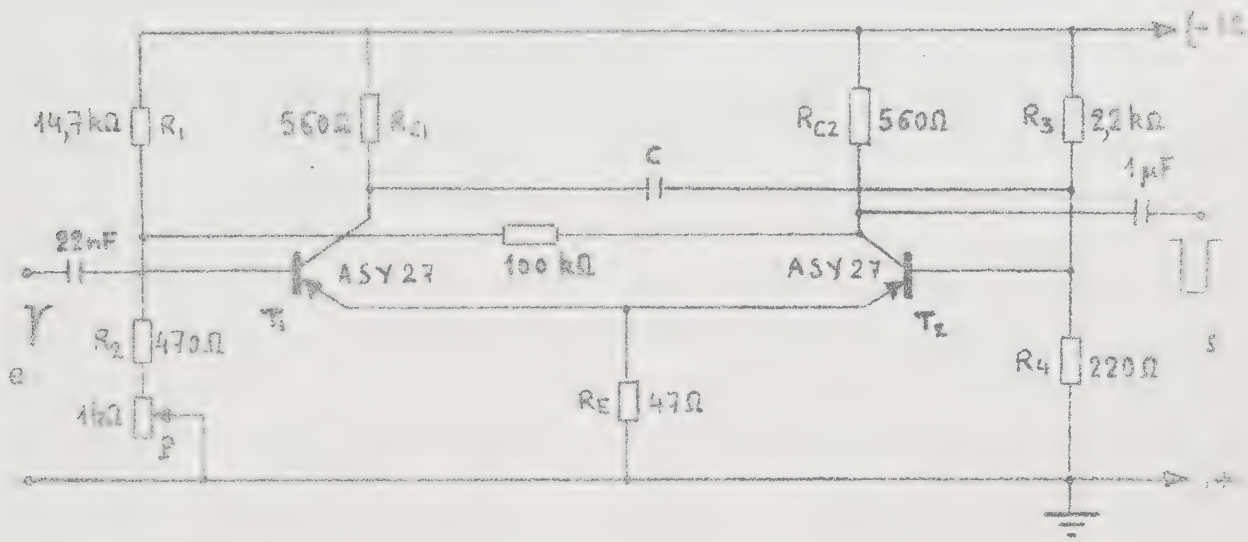
L'intérêt de ce mode de fonctionnement est de fournir un rapport constant (10) de fréquences extrêmes pour les quatre gammes considérées ; de ce fait, la dynamique de mesure devient elle-même constante, malgré la variation des écarts de fréquences ΔF.

Les valeurs de τ adoptées indiquent que les rapports cycliques r, (fig. ci-contre) sont, par conséquent, toujours très inférieurs à l'unité, afin



de ne pas saturer le circuit de détection (cf. "Intégrateur" : conditions de linéarité de l'intégrateur).

Schéma de l'univibrateur (ou monostable)



Fonctionnement.-

En l'absence de signal à l'entrée, l'univibrateur est stable, le transistor T_1 étant bloqué et le transistor T_2 débitant ($T_1 = T_2$ = ASY 27, du type P N P).

On a effectivement polarisé la base de T_1 positivement par rapport à l'émetteur (V_{BE} = 0,25 V) ; le pont de résistances en série R_1, R_2, P qui détermine cette polarisation, est calculé de façon à ce que la base de T_1 soit maintenue à une tension positive supérieure à la tension de blocage (u_b = - 0,18 V environ). D'autre part le transistor T_2 étant à l'état conducteur, débite un courant d'émetteur I_E qui crée une chute de tension dans R_E ; si bien que le blocage en est renforcé.

A présent, considérons les différentes phases de fonctionnement lorsqu'une impulsion négative de niveau suffisant est appliquée à l'entrée du circuit ; soient : u_b, la tension de blocage de T_1 ; V_{BE}, la polarisation de repos de la base de T_1 ; E, le niveau de tension de l'impulsion appliquée à l'entrée.

Cette impulsion est transmise, par le condensateur de liaison C_e sur la base de T_1 et si l'on a $|E| > |V_{BE}| + |u_b|$, le potentiel u de la base deviendra inférieur à la tension de blocage ; en valeur instantanée, on aura en effet $u = V_{BE} + E$,

donc $u < u_b$. Il s'ensuit que T_1 basculera de l'état bloqué à l'état conducteur.

En résumé, si l'impulsion d'entrée est suffisamment négative, le transistor T_1 se trouve débloqué, ce qui l'amène à débiter un courant I_{C1} provoquant une chute de tension $R_{C1}I_{C1}$ sur le collecteur ; par conséquent le condensateur C transmet une impulsion positive à la base de T_2, qui fait baisser le potentiel d'émetteur ; cela entraîne une augmentation du courant I_{C1}... et le circuit bascule : T_1 est maintenant conducteur alors que T_2 est à l'état bloqué.

Après le basculement, le condensateur C se décharge exponentiellement jusqu'à ce que le potentiel de déblocage de T_2 soit atteint ; à cet instant la base de T_2 redevient suffisamment négative pour que T_2 se remette à débiter. Dès lors, le potentiel émetteur remonte et le circuit rebascule dans l'autre sens pour reprendre son état initial : T_1 bloqué, T_2 conducteur.

Détermination des éléments du circuit monostable.-

A) Polarisation de T_1

1) Choix de R_{C1} :

Considérons les conditions déterminant le choix de R_{C1}.

Lorsque le transistor T_1 est conducteur, il débite un courant I_{C1} et son collecteur est au potentiel :

$$V_{C1} = V_{al} - R_{C1}I_{C1} - V_{E+}$$

avec V_{al} = tension d'alimentation (12 V)

R_{C1} = résistance du collecteur de T_1

V_{E+} = potentiel d'émetteur entre émetteurs et masse.

Le collecteur dissipe donc en chaleur une puissance $(V_{al} - R_{C1}I_{C1} - V_{E+})I_{C1}$ qui doit être inférieure à la dissipation maximum admissible P_{max} du transistor, d'où :

$$(V_{al} - R_{C1}I_{C1} - V_{E+})I_{C1} < P_{max}$$

Néanmoins, T_1 fonctionnant en régime de commutation, une dérogation à cette condition peut être admise et la droite de charge est alors sécante de l'hyperbole de dissipation maximum $I_C = \frac{1}{V_{CE}} P_C \text{ max.}$

Dans ce cas, d'une part T_1 étant conducteur I_{C1} ne doit pas dépasser I_C max et d'autre part T_2 étant bloqué, V_C doit rester impérativement inférieur à V_C max.

Par ailleurs, l'obtention de cadences élevées dans les gammes supérieures, est limitée par une rapidité insuffisante d'excursion de la tension collecteur ; pour éviter cet inconvénient, la résistance de collecteur R_{C1} doit prendre une valeur assez faible (quelques centaines d'ohms).

Enfin, lorsque T_1 passe de l'état bloqué à l'état conducteur, le potentiel de collecteur varie de :

$$(V_{al} - V_{E+}) \text{ à } (V_{al} - V_{E+} - R_{C1}\ I_{C1}),$$

et l'impulsion de sortie a pour amplitude :

$$V_1 = (V_{al} - V_{E+}) - (V_{al} - V_{E+} - R_{C1}\ I_{C1}) = R_{C1}\ I_{C1} \qquad (1)$$

Cette impulsion doit être d'amplitude suffisante (quelques volts), afin de bloquer correctement T_2.

Compte tenu des considérations précédentes, nous allons déterminer le courant collecteur I_{C1} en utilisant les méthodes graphiques.

A l'instant où T_1 devient conducteur, la tension V_{BE} passe de - 0,18 V (puisque le potentiel de déblocage u_b est atteint) à -0,19 V (car u_b est dépassé) et le courant collecteur prend sa valeur maximum.

Sur les caractéristiques $V_{BE} = f\ (I_B)$ relatives à l'ASY 27, à $V_{BE} = -0,19$ V il correspond un courant base de $I_B = -\ 75\ \mu A$.

Lorsque V_1 atteint son amplitude maximum (que nous choisirons égale à 4 V), V_{EC} est alors à $(V_{al} - V_1 - V_{E+}) = 12 - 4 - 0,91$ soit 7,09 V.

Or, sur les caractéristiques $-I_C = f\ (-V_{CE})$, à $I_B = -\ 75\ \mu A$

et pour $V_{EC} = -7$ V, il correspond un courant $I_{C1} = -7$ mA ; la résistance de collecteur R_{C1} , établie par la relation (1), est alors :

$$R_{C1} = \frac{V_1}{I_{C1}} = \frac{4}{7.10^{-3}} = 570\,\Omega$$

(valeur normalisée = 560 Ω)

2) Calcul de R_1, R_2 et P :

a) conditions de blocage et de conduction :

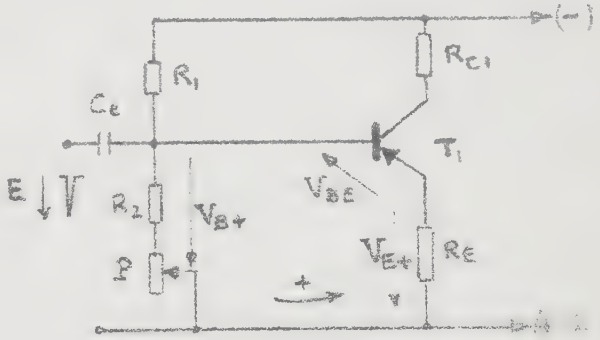
Le transistor T_1 = ASY 27, de type P N P, est bloqué lorsque sa base est positive par rapport à l'émetteur ; de plus le seuil de blocage V_{BE} est situé à -0,18 V. En conséquence les conditions de blocage et de conduction sont les suivantes :

si $V_{BE} > -0,18$ V , T_1 est bloqué
si $V_{BE} < -0,18$ V , T_1 est conducteur

(1)

Par ailleurs, considérons le schéma ci-dessous; T_1 étant bloqué , on a :

$$V_{B+} = V_{E+} - V_{BE} \qquad (2)$$



N.B. Le sens des flèches tient compte de la polarité des tensions appliquées sur les composants.

Lorsqu'une impulsion suffisamment négative et d'amplitude |E| est appliquée à l'entrée de T_1, V_{BE} devient $-u_b$ et transistor bascule à l'état conducteur ; on peut alors écrire :

$$|E| + |V_{B+}| > |u_b| + |V_{E+}| \qquad (3)$$

Toutefois, lorsque T_1 est à l'état instable de transition entre les deux états bloqué et conducteur, l'impulsion négative n'a pas encore atteint la valeur maximum -E, mais $-E + \Delta E$ (ΔE étant une quantité très petite, c'est-à-dire quelques centièmes de E) et l'inéquation (3) se transforme en l'équation (4) :

$$-E + \Delta E - V_{B+} = -u_b - V_{E+} \qquad (4)$$

L'équation (4) fixe les conditions de polarisation et d'attaque du transistor T_1 .

b) Valeurs de R_1 , R_2 et P :

En négligeant ΔE, l'équation (4) donne :

$$V_{B+} = u_b + V_{E+} - E \qquad (5)$$

E : Admettons que T_1 doive déclencher pour une impulsion d'entrée de 0,43 V = E

u_b: On sait que la tension de blocage est de :
0,18 V = u_b

V_{E+} : T_2 conducteur, débite un courant émetteur $I_E = I_{C2\ max} + I_{B2}$, qui crée aux bornes de R_E une chute de tension de $R_E I_E$ = 0,91 V.

Portons ces valeurs numériques dans (5), il vient :

$$V_{B+} = 0,18 + 0,91 - 0,43 = 0,66 \text{ volt}$$

Compte tenu de ces renseignements, le calcul classique des résistances de polarisation R_1 , R_2 et P fournit les valeurs numériques suivantes :

$$R_1 = 15\ k\Omega$$
$$R_2 + P = 880\ \Omega$$

B) Calcul du condensateur C

Le calcul du condensateur développé en annexe aboutit à l'expression suivante :

$$C = \frac{-\Theta}{2,3\ R_3 \log \frac{V - u_b + V_{al} - V_{E+}}{V_{al} - V_{E+}}}$$

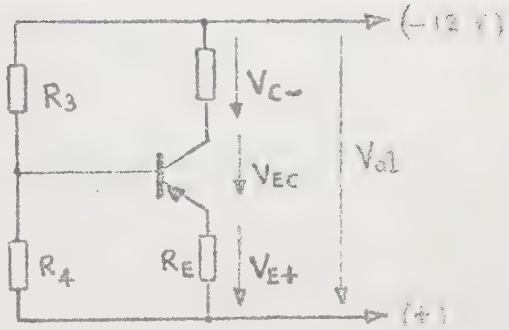
C) Polarisation de T_2

1) Choix de R_{C2}

On adopte pour la résistance de collecteur du transistor T_2 une valeur égale à celle de la résistance insérée dans le collecteur de T_1 ; donc :

$$R_{C2} = 560\ \Omega$$

A présent, considérons le transistor T_2 polarisé en conduction (fig. ci-contre).



Le courant I_{C2} traversant la résistance R_{C2} y fait naître une chute de tension $V_{C-} = I_{C2}R_{C2}$, et l'on peut écrire :

$$V_{al} = R_{C2}I_{C2} + V_{EC} + V_{E+}$$

Lorsque T_2 est saturé, le courant collecteur I_{C2} atteint la valeur maximum $I_{C2\ max}$ et la tension émetteur-collecteur V_{EC} tend vers zéro, d'où :

$$V_{al} = R_{C2}I_{C2\ max} + V_{E+}$$

On en tire donc :

$$I_{C2\ max} = \frac{V_{al} - V_{E+}}{R_{C2}}$$

$$I_{C2\ max} = \frac{12 - 0,91}{560} = 19,80.10^{-3}\ A$$

2) Valeur de R_E

Sur les caractéristiques $I_C = f(V_{CE})$ relatives à l'ASY on constate qu'à $I_{C2\ max}$ il correspond un courant base $I_B = -0,2$ mA.

La résistance d'émetteur R_E est déterminée par l'expression :

$$R_E = \frac{V_{E+}}{I_E} = \frac{V_{E+}}{I_{C2\ max} + I_B}$$

En remplaçant par les valeurs numériques, on a :

$$R_E = \frac{0,91}{(19,80 + 0,2)\ 10^{-3}} = 45,5\ \Omega$$

(valeur normalisée : 47 Ω)

3) Calcul de R_3 et R_4

La caractéristique $I_B = f(V_{BE})$ fournit le potentiel à appliquer entre base et émetteur pour maintenir le transistor T_2 (= ASY 27) dans les conditions de fonctionnement imposées ci-dessus ; en particulier à $I_B = -0,2$ mA il correspond une tension $V_{BE} = -0,25$ V.

Par conséquent, on a :

$$V_{B+} = V_{BE} + V_{E+} = 0,25 + 0,91 = 1,16 \text{ V}$$

Dès lors, le calcul de R_3 et R_4 conduit aux valeurs numériques suivantes : $R_3 = 2,2 \text{ k}\Omega$

$$R_4 = 220 \ \Omega$$

Remarque.

Au début de ce chapitre, nous avons défini quatre gammes de sensibilité dont la variation des écarts de fréquences extrêmes ΔF croissait en fonction de la fréquence des impulsions, ainsi :

$\Delta F_1 = 90$ c/s pour la gamme 10^1 à 10^2 c/s
$\Delta F_2 = 900$ c/s pour la gamme 10^2 à 10^3 c/s
$\Delta F_3 = 9000$ c/s pour la gamme 10^3 à 10^4 c/s
$\Delta F_4 = 90000$ c/s pour la gamme 10^4 à 10^5 c/s

Il faut préciser que le choix et l'étendue de ces gammes -propriété caractéristique de notre ensemble détecteur-intégrateur- n'ont été possibles et réalisables que grâce à la résolution du problème de linéarité que nous aborderons dans le chapitre suivant.

Par contre, le rapport de fréquences extrêmes reste constant pour les quatre gammes considérées, soit :

$$R_1 = 10^2/10^1 = 10$$
$$R_2 = 10^3/10^2 = 10$$
etc...

et la dynamique de mesure devient elle-même constante, si bien que le circuit de mesure ne nécessite qu'une seule sensibilité pour couvrir tout le domaine de fréquences considéré.

INTEGRATEUR (ICTOMETRE)

Selon l'utilisation à laquelle on les destine, les dispositifs qui mesurent le nombre d'impulsions reçues peuvent prendre essentiellement deux formes différentes :

- les numérateurs à échelles ou décades, susceptibles d'emmagasiner des impulsions électriques se succédant à une cadence rapide et d'en totaliser le nombre. Lorsque des vitesses plus importantes sont nécessaires, des circuits diviseurs sont introduits. Les méthodes utilisées ont été décrites par ROTBLAT, SAYLE et THOMAS [1], ainsi que par GOSSICK [2].

CHAPLIN [3] a utilisé des transistors comme éléments de commutation et il a décrit des circuits d'échelle ayant des temps de résolution inférieurs à la microseconde.

- les intégrateurs ou ictomètres qui déterminent le taux de comptage des impulsions. Le principe est de faire fournir par chaque impulsion une charge connue, la valeur moyenne du courant résultant étant une mesure du nombre d'impulsions par unité de temps.

La valeur moyenne du courant est obtenue en accumulant les charges dans un condensateur shunté par une résistance. Quand le circuit est en équilibre, le taux moyen de perte de charges à travers la résistance est égal au taux moyen auquel les charges provenant des impulsions alimentent le condensateur. La mesure est fournie par la tension apparaissant aux bornes de la résistance ou par le courant traversant cette résistance.

L'appréciation portée sur les deux types de dispositifs précédents montre que les numérateurs sont incontestablement plus

complexes dans leur principe de fonctionnement et font appel un nombre élevé de composants sur le plan de la réalisation ; en contrepartie, il faut admettre des qualités de précision et de rapidité de réponse : par exemple en physique nucléaire si l'on désire obtenir rapidement la mesure de l'activité d'un échantillon, le numérateur mettra environ 2,3 fois moins de temps qu'un intégrateur (puisque la lecture de ce dernier à partir du zéro tend exponentiellement vers sa valeur limite).

Mais la destination de l'appareil intervient également dans le choix du type de dispositif ; à ce point de vue, les intégrateurs sont particulièrement intéressants lorsque l'on désire indiquer ou enregistrer continûment des activités à variations lentes. Or, pour le problème qui nous préoccupe (recherche et différenciation des raies caractéristiques d'un spectre donné), l'avantage de la lecture directe à l'intégrateur rend son emploi préférable. Il n'est effectivement pas nécessaire de connaître à une unité près la valeur du flux (c'est-à-dire du nombre de photons atteignant le détecteur dans un temps donné) et l'on désire par contre savoir s'il augmente ou diminue en moyenne dans le temps.

Les problèmes principaux à résoudre pour la réalisation d'un circuit intégrateur linéaire sont de garantir que la charge correspondant à une impulsion et fournie au condensateur reste constante, et également d'obtenir une constante de temps du circuit de stockage de grandeur adéquate sans introduire de fuite superflue.

COOKE-YARBOROUGH et PULSFORD [4], [5] ont créé un appareil linéaire de précision, en tenant compte de ces problèmes, et ont obtenu une précision instrumentale de 1 %.

Quoiqu'il en soit, la précision d'un appareil de ce type, contrairement à celle d'une échelle de numération, est limitée en dernière analyse par la fidélité des résistances et condensateurs.

Etude et réalisation du circuit intégrateur.

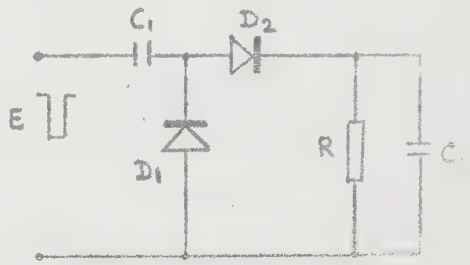
Rappel

L'intégrateur fournit directement la fréquence moyenne d'arrivée des impulsions sans les compter individuellement.

Il comprend (fig. ci-contre) :

- un circuit de pompe à diodes (D_1 et D_2),

- un circuit à constante de temps RC_2.



Le principe est d'emmagasiner, à chaque impulsion provenant de l'univibrateur, une quantité déterminé d'électricité q dans un condensateur de capacité C_2. Le condensateur étant shunté par une résistance R, on mesure aux bornes de C_2 une tension moyenne proportionnelle à la féquence des impulsions.

Mode de fonctionnement.-

Une impulsion négative appliquée à l'entrée charge le condensateur C_1 à travers la diode D_1, la diode D_2 étant bloquée ; dès que le potentiel d'entrée passe d'une valeur négative à la valeur nulle, la diode D_2 conduit et le condensateur C_1 se décharge à travers elle dans le circuit RC_2. Pendant l'impulsion suivante, C_2 garde sa charge initiale et C_1 se charge nouveau à travers D_1 ; dès que l'impulsion cesse, C_1 se décharge dans le circuit RC_2 en augmentant la charge de C_2... et le phénomène se reproduit, de sorte qu'à chaque nouvelle impulsion C_2 voit sa charge croître par paliers successifs.

Etude de la pompe à diodes.-

1. A nombre constant d'impulsions

a) En régime transitoire

En régime transitoire, BASSERAS [9] a étudié comment

s'établit le potentiel aux bornes de C_2 ; la relation à déterminer dépend naturellement de l'amplitude E des impulsions appliquées à l'entrée du circuit, mais également des valeurs de C_1 et C_2 ; c'est pourquoi cette relation permet de dimensionner C_1 en fonction de C_2.

Aux bornes de C_2, l'accroissement de tension e_p correspondant à l'impulsion de rang p, est donné par l'expression (1) :

$$e_p = Ek(1-k)^{p-1} \qquad (1)$$

dans laquelle k représente le rapport $C_1/(C_1+ C_2)$.

On obtient aux bornes de C_2 un potentiel qui s'élève suivant une courbe en "marches d'escalier" ; ces paliers successifs sont inscrits dans une exponentielle dont l'asymptote a pour ordonnée E.

Relation permettant de dimensionner C_1 en fonction de C_2 :

Le choix de $k = C_1/(C_1 + C_2)$ est conditionné par l'expression (1) ; or l'accroissement e_p est maximum pour $de_p/dk = 0$

Calculons donc la dérivée de e_p par rapport à k :

$$\frac{de_p}{dk} = E(1 - k)^{p-1} - Ek(p - 1)(1 - k)^{p-2}$$

$$\frac{de_p}{dk} = E\left[(1 - k)^{p-1} - k(p - 1)(1 - k)^{p-2}\right]$$

et $\frac{de_p}{dk} = 0$ pour $(1 - k)^{p-1} - k(p - 1)(1 - k)^{p-2} = 0$

soit $(1 - k)^{p-1} = k(p - 1)(1 - k)^{p-2}$

En divisant par $(1 - k)^{p-2}$, il vient :

$$1 - k = k(p - 1)$$

d'où $kp = 1$

$$\text{et } k = \frac{C_1}{C_1 + C_2} = \frac{1}{p}$$

On en tire que :

$$C_1 = \frac{C_2}{p - 1}$$

b) En régime établi

On peut admettre que le régime est établi au bout de la p-ième impulsion, avec p assez grand. Il suffit donc de faire la somme de toutes les "marches" pour avoir la tension aux bornes de C_2 à la p-ième impulsion :

$$e_{Tot} = \sum_{n=1}^{n=p} e_n = Ek\left[1+(1-k)+(1-k)^2+\ldots+(1-k)^{p-1}\right]$$

Le deuxième facteur est une série de la forme :

$$1 + X + X^2 + \ldots + X^n = \frac{1}{1-X}$$

Donc à la limite, pour p assez grand :

$$e_T \rightarrow E$$

2. A nombre variable d'impulsions : étude du potentiel continu croissant en fonction du nombre d'impulsions : effet de saturation quand $RC_2 \gg$ durée des impulsions

Dans tout ce qui précède, la résistance R était supposée infinie ; en fait R ne l'est pas et C_2 se décharge dans R avec une constante de temps $\theta = RC_2$, si bien que pour un nombre d'impulsions n donné, il s'établit un équilibre entre le courant moyen apporté par les charges q et le courant i débité dans la résistance R ; ainsi la tension détectée V_d aux bornes de R reste inférieure à l'amplitude de l'impulsion E et prend la valeur :

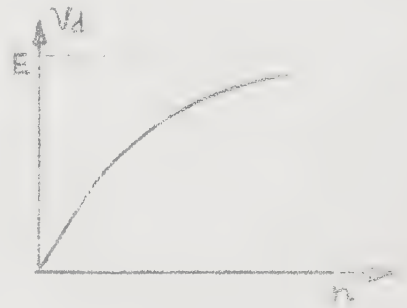
$$V_d = Ri = K.R.n.q < E \qquad (1)$$

où K est une constante de proportionnalité qui dépend notamment de la durée des impulsions.

La linéarité de cette relation (1) n'est validée que dans certaines conditions. D'ailleurs l'interprétation physique du phénomène permet d'en rendre compte et laisse entrevoir une

zone de saturation dans l'allure de la courbe de réponse fournie par le circuit.

En effet, la constante de temps θ étant choisie grande par rapport à la durée des impulsions (taux de fluctuations statistiques), la tension détectée V_d aux bornes de RC_2 polarise la cathode de D_2 de plus en plus positivement au fur et à mesure que n croît. Or cette polarisation inverse de D_2 tend à la bloquer, de sorte que la linéarité de réponse $V_d = f(n)$ est sérieusement compromise au delà d'une certaine valeur de n (fig. ci-contre).



Conditions de linéarité de la réponse $V_d = f(n)$: discussion.

Les courbes expérimentales de $V_d = f(n)$ tracées pour $\tau_1 = 80$ µs et $\tau_2 = 12$ µs avec $10 \leqslant n \leqslant 1000$ imp/s et $E = 10$ volts (fig. 2) montrent que la linéarité est satisfaite pour V_d variant de 0 jusqu'à un maximum de 2 volts environ.

Il s'ensuit que cette première condition est remplie dans la mesure où la tension $V_{d\ max}$ reste faible devant l'amplitude E de la tension d'attaque (amplitude des impulsions d'entrée), soit $V_{d\ max} \leqslant 2E/10$.

Mais cette condition n'est pas suffisante. Effectivement, si l'on considère maintenant le domaine des n, on constate qu'à $V_{d\ max} = 2$ volts il correspond deux valeurs maximales de n :

$$n_{1\ max} = 60 \text{ imp/s} \quad (\text{pour } \tau_1 = 80 \text{ µs})$$

$$n_{2\ max} = 160 \text{ imp/s} \quad (\text{pour } \tau_2 = 12 \text{ µs})$$

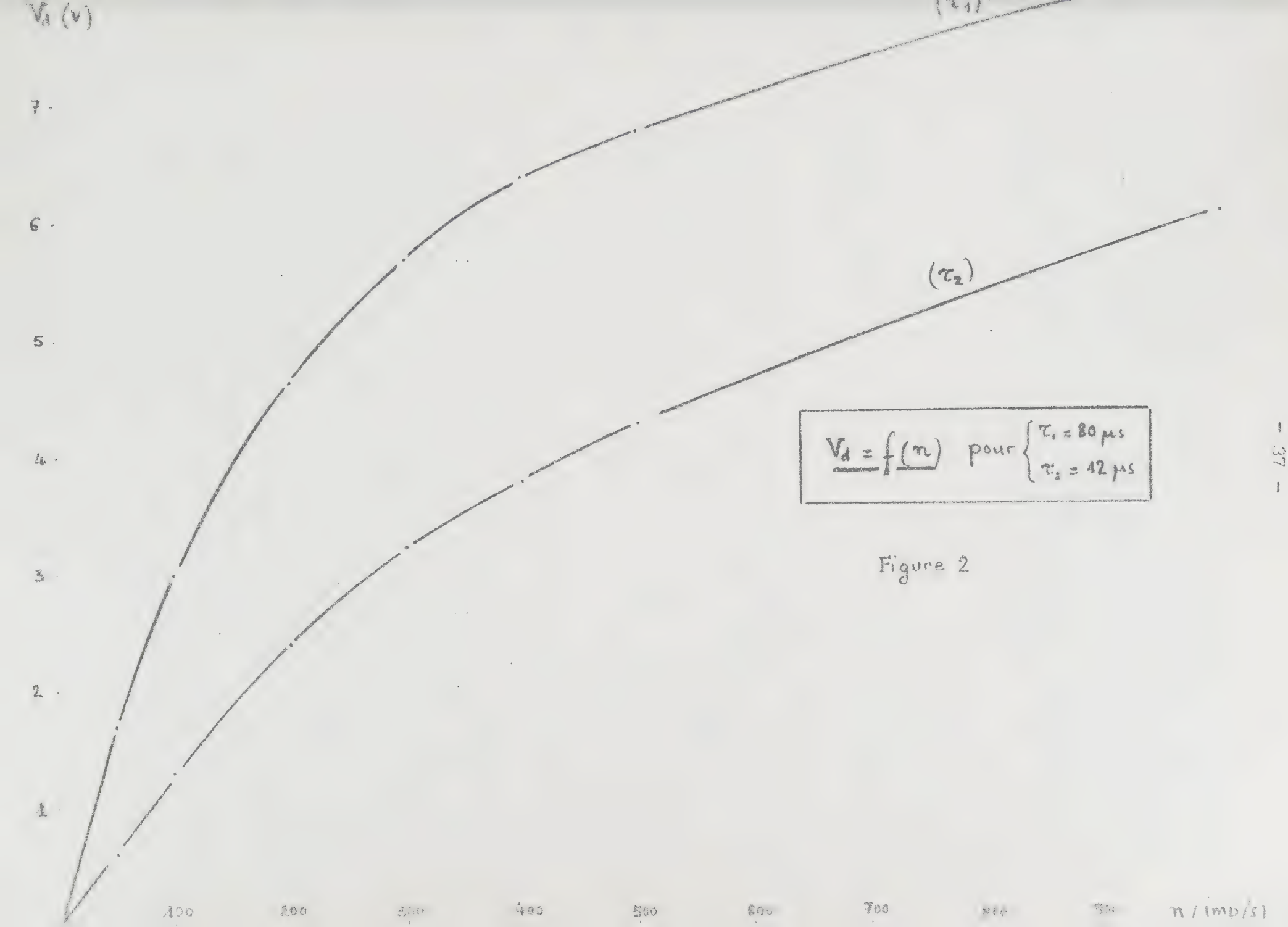

V_d (V)
7
6
5
4
3
2
1
(τ_1)
(τ_2)
$V_d = f(n)$ pour $\begin{cases} \tau_1 = 80\,\mu s \\ \tau_2 = 12\,\mu s \end{cases}$
100
n / (imp/s)

Figure 2

ce qui implique la nécessité de tenir compte de cette nouvelle variable : la durée des impulsions. Cette remarque permet de préciser la deuxième condition de linéarité : le domaine des n est d'autant plus étendu que la durée τ des impulsions est petite.

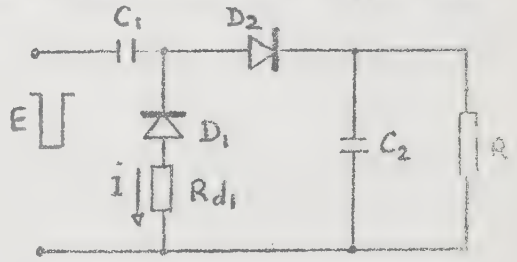
Discussion : la limitation de V_d , à amplitude de E constante, est réalisée en diminuant les charges q transmises par le condensateur C_1 porté à une tension v, soit :

$$q = C_1 \, v \qquad (2)$$

La relation (2) fait apparaître deux solutions possibles :

a) ou bien on donne à C_1 une valeur réduite de capacité (par exemple 2200 pF) : c'est la solution adoptée par un certain nombre de constructeurs.

b) ou bien C_1 est fixé à une valeur de l'ordre de 1 pF (pour que les impulsions soient bien transmises aux faibles énergies), mais la tension à ses bornes est limitée à $E - R_{d1} i$ par insertion d'une résistance R_{d1} en série avec la diode D_1 (i étant le courant qui traverse R_{d1} lors de la charge de C_1): c'est la solution que nous avons retenue.



Considérons les deux options envisagées et revenons en premier lieu à la solution (a).

Il est bien évident que C_1 présente une impédance $Z_1(p)$ variable en fonction de la fréquence (c'est-à-dire ici, variable en fonction du nombre d'impulsions reçues), ce qui signifie que la première condition ($\frac{V_{d\ max}}{E} \ll 1$) n'est satisfaite qu'à l'intérieur d'une gamme de fréquences ; en conséquence, si l'on veut étendre les mesures de rayonnement à d'autres gammes, il faudra nécessairement changer la valeur initiale de C_1 et ce, autant de fois qu'il y a de gammes, C_1 prenant des valeurs décroissantes en fonction du nombre croissant d'impulsions.

C'est là un premier inconvénient, un des moindres il est vrai.

Cependant, pour satisfaire également la condition (2), il

faut en outre que la durée des impulsions τ soit suffisamment petite et cela, d'autant que la capacité de C_1 est plus faible.

L'évaluation de τ n'étant pas quelconque, il convient d'en adapter les valeurs (en fonction des gammes) afin de satisfaire toute l'étendue des fréquences définie par les caractéristiques initiales.

Une valeur de τ faible complique la conception de principe et entraîne notamment un certain nombre de difficultés techniques de réalisation : nécessité d'élaborer un circuit conformateur d'impulsions à performances accrues dans le domaine des impulsions de courte durée, ou même si cette solution n'est pas retenue, nécessité d'introduire un diviseur de dix pour réduire le nombre d'impulsions à partir de la gamme 10^4 c/s.

Les conséquences d'un τ élevé ont déjà été examinées dans le sens du défaut de linéarité relatif à la réponse en fréquences ; toutefois cette difficulté peut être évitée, mais au prix d'un fractionnement des gammes en multiples sous-gammes plus réduites.

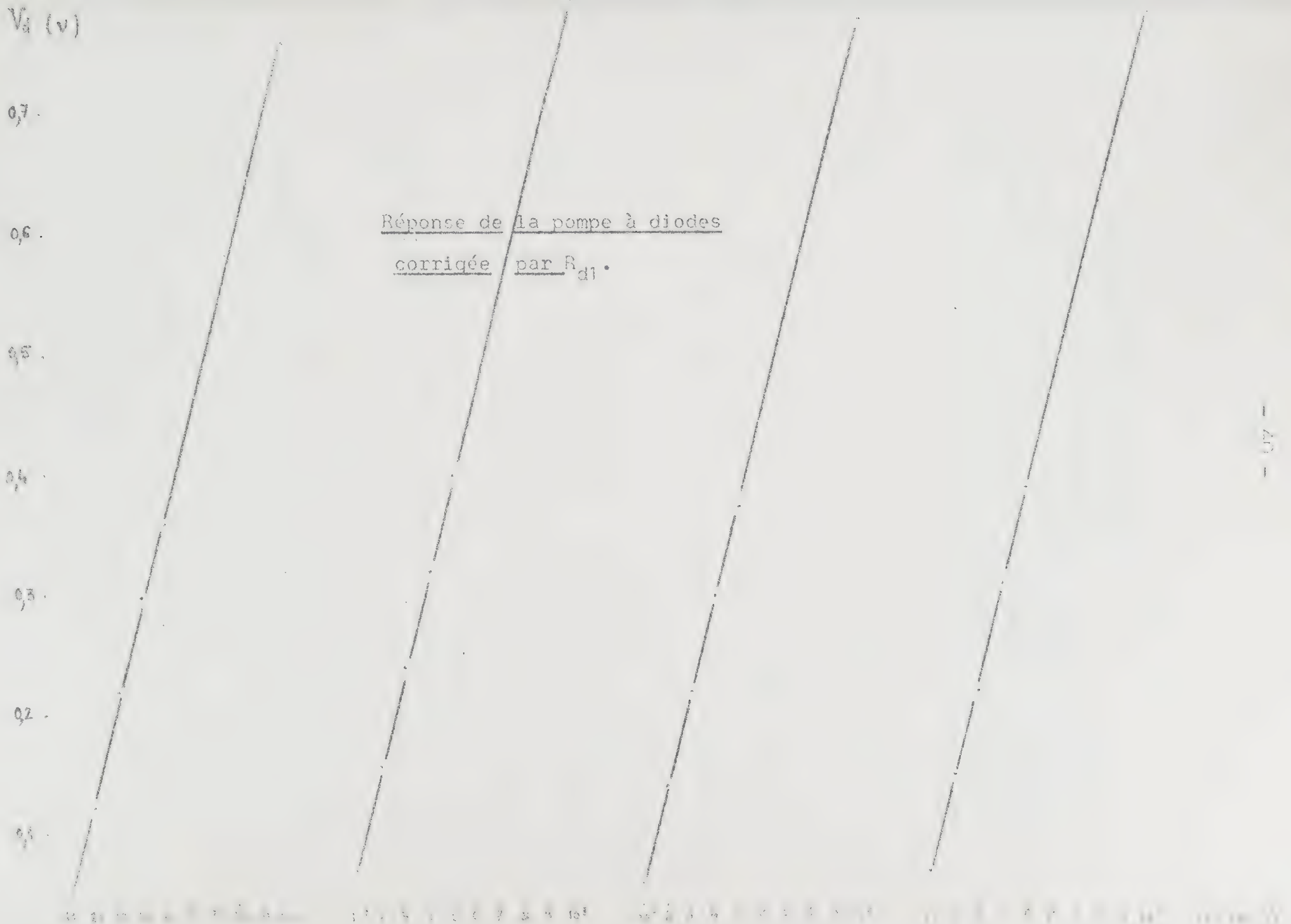
Par contre, la solution (b) présente des avantages qui découlent de la discussion concernant la solution (a). Rappelons-en les principaux éléments.

R_{d1} offre une résistance constante dans tout le domaine de fréquences établi : aucune permutation de composant n'est à assurer.

L'adoption d'une valeur fixe de C_1 et le choix d'un τ nominal moyen apportent de notables simplifications de conception et de réalisation résultant en une couverture étendue de fréquences (10^1 c/s à 10^5 c/s) traitée en quatre gammes de rapport constant.

Le recoupement de ces quatre rapports est tel qu'une seule sensibilité est nécessaire au circuit de mesure pour couvrir tout le domaine défini de fréquences.

Quant à la réponse de l'unité de comptage, les courbes obtenues (p.40) indiquent la linéarité de lecture relative à la conversion fréquence-tension de l'ictomètre (défaut de l'ordre de 1%).



Réponse de la pompe à diodes corrigée par R_{d1}.

Circuit à constante de temps

Lors de la détection du rayonnement X, les impulsions de tension à la sortie du photoscintillateur n'ont pas toutes la même amplitude ; de plus, la distribution de ces impulsions dans le temps est aléatoire. Il en résulte des "trous" dans la transmission des signaux qui sont à l'origine de fluctuations.

Afin de remédier à cet état de fait, il y a lieu d'introduire un circuit à constante de temps dont la valeur, adaptée au taux de fluctuations, permet également d'obtenir un temps de réponse convenable.

L'option faite sur l'une des cinq gammes de constante de temps détermine donc le taux de fluctuations.

Les constantes de temps adoptées sont approximativement :

$\theta_1 = 0{,}01$ s . $\theta_2 = 0{,}1$ s . $\theta_3 = 1$ s . $\theta_4 = 2{,}3$ s . $\theta_5 = 4{,}7$ s

Ainsi, les fluctuations statistiques peuvent être réduites en choisissant une constante de temps d'intégration suffisamment longue. Selon COOKE-YARBOROUGH [12], pour une déviation standard de p %, il est nécessaire d'avoir une constante de temps de $5 \times 10^3/p^2\lambda$ secondes, où λ est le taux moyen à mesurer.

En fait, pour les conditions expérimentales qui le préoccupent, l'expérimentateur préfère afficher une constante de temps très faible, afin d'augmenter la rapidité de réponse de l'appareil.

D'autre part, on a choisi $R_{d2} = 47$ kΩ (valeur adaptée permettant de ne pas amortir le circuit de détection). Les valeurs respectives de C_2 se déduisent alors directement de la relation :

$$\theta = RC_2 \quad .$$

Par exemple, pour $\theta_2 = 0{,}1$ seconde on a :

$$C_2 = \frac{\theta_2}{R} = \frac{0.1}{4{,}7.10^4} \simeq 2{,}1.10^{-6} \text{ F soit } 2{,}1 \ \mu\text{F}$$

Le tableau ci-dessous indique les valeurs de C_2 en fonction des constantes de temps choisies :

θ (s)	0,01	0,1	1	2,3	4,7
C_2 (μF)	0,22	2,2	22	50	100

CIRCUIT DE MESURE

L'énergie disponible aux bornes du circuit détecteur demeure faible et pour ne pas l'amortir par l'étage suivant, il convient de mesurer la valeur moyenne intégrée par un amplificateur présentant une résistance d'entrée élevée.

Cependant la mesure s'effectuant en courant continu, la dépendance qui existe entre la température et les propriétés électriques des composants (semi-conducteurs et résistances) met en cause la stabilité thermique de l'amplificateur de mesure. Afin d'obtenir, sur ce plan, des performances sensiblement meilleures que l'étage simple il est fait appel à un amplificateur de type différentiel.

L'étude du signal amplifié prélevé sur la sortie différentielle, c'est-à-dire $I_{C1} - I_{C2}$ (voir fig. 20) peut être analysée à l'aide du schéma équivalent proposé à la figure 21.

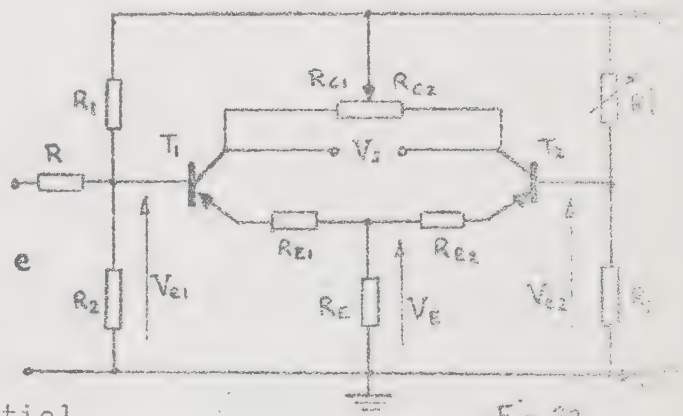


Fig 20

1. Expression du signal différentiel de sortie.

Le signal différentiel de sortie est établi en admettant au préalable les hypothèses suivantes :

$$T_1 \equiv T_2$$

h_{12}, R_{E1} et R_{E2} sont négligés.

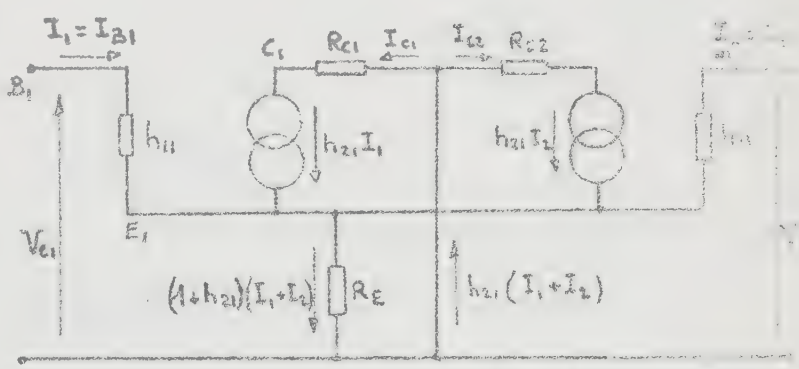


Fig. 21

La loi des mailles appliquée au circuit de sortie (Fig. 21)

permet d'écrire :

$$V_s - R_{C1}I_{C1} + R_{C2}I_{C2} = 0$$

si $R_{C1} = R_{C2} = R_C$, on a :

$$V_s = R_C(I_{C1} - I_{C2}) \qquad (1)$$

D'autre part, d'après l'équation fondamentale du transistor on a :

$$I_C = h_{21} I_B$$

$$\text{et } I_E = I_C + I_B = I_B(1 + h_{21}) \qquad (2)$$

Or, la tension d'entrée V_{e1} représente la somme des tensions V_{BE1} (entre la base et l'émetteur de T_1) et V_E (différence de potentiel aux bornes de R_E), d'où :

$$V_{e1} = V_{BE1} + V_E$$

$$\text{mais } V_{BE1} = h_{11} I_1$$

$$\text{et } V_E = R_E(I_{E1} + I_{E2})$$

Par conséquent : $V_{e1} = R_E(I_{E1} + I_{E2}) + h_{11} I_1$

En tenant compte de la relation (2), il vient :

$$V_{e1} = R_E(1 + h_{21}) (I_1 + I_2) + h_{11} I_1$$

$$V_{e1} = R_E I_1 + R_E h_{21} I_1 + h_{11} I_1 + R_E I_2 + R_E h_{21} I_2$$

$$V_{e1} = I_1 \left[h_{11} + R_E(1 + h_{21}) \right] + I_2 R_E(1 + h_{21}) \qquad (3)$$

De même : $V_{e2} = R_E(1 + h_{21}) (I_1 + I_2) + h_{11} I_2$

$$V_{e2} = I_1 R_E(1 + h_{21}) + I_2 \left[h_{11} + R_E(1 + h_{21}) \right]$$

De l'équation (3), on peut tirer :

$$I_1 = \frac{V_{e1} - I_2 R_E(1 + h_{21})}{h_{11} + R_E(1 + h_{21})}$$

La relation $I_{C1} = h_{21} I_1$ peut donc s'écrire :

$$I_{C1} = h_{21} \frac{V_{e1} - I_2 R_E(1 + h_{21})}{h_{11} + R_E(1 + h_{21})}$$

De la même façon, l'équation (4) donne :

$$I_2 = \frac{V_{e2} - I_1 R_E(1 + h_{21})}{h_{11} + R_E(1 + h_{21})}$$

$$\text{et } I_{C2} = h_{21} I_2 = h_{21} \frac{V_{e2} - I_1 R_E (1 + h_{21})}{h_{11} + R_E (1 + h_{21})}$$

Par conséquent le signal de sortie s'écrit :

$$I_{C1} - I_{C2} = h_{21} \left[\frac{V_{e1} - R_E I_2 (1 + h_{21})}{h_{11} + R_E (1 + h_{21})} - \frac{V_{e2} - R_E I_1 (1 + h_{21})}{h_{11} + R_E (1 + h_{21})} \right]$$

$$I_{C1} - I_{C2} = h_{21} \frac{V_{e1} - V_{e2} + R_E (1 + h_{21}) (I_1 - I_2)}{h_{11} + R_E (1 + h_{21})} \qquad (4)$$

Ce signal est fonction de la différence des signaux à l'entrée $V_{e1} - V_{e2}$.

Remarques.-

a) L'amplification en courant A_i de l'amplificateur différentiel en mode différentiel est obtenue en divisant la relation (5) par $I_1 - I_2$.

b) Dans le cas qui nous concerne, l'étage amplificateur est attaqué sur une seule entrée. T_1 assure donc l'amplification du signal cependant que T_2 sert de référence (contre-tension permettant l'équilibre du zéro).

Expression numérique de $I_{C1} - I_{C2}$.

Pour $\Delta V_e = V_{e1} - V_{e2} = 4.10^{-3}$ V, $\Delta I = I_1 - I_2 = 1.10^{-6}$ A

$$h_{11} = \frac{V_{EB}}{I_B} = \frac{0,12}{12.10^{-6}} = 10^4 \Omega$$

$h_{21} = 50$

$R_E = 105 \Omega$

la relation (5) s'écrit en fonction des valeurs numériques des paramètres :

$$I_{C1} - I_{C2} = 50 \frac{4.10^{-3} + 105(1 + 50)10^{-6}}{10^4 + 105(1 + 50)}$$

$$I_{C1} - I_{C2} = 50 \times 0,61.10^{-6} = 30,5.10^{-6} \text{ A}$$

la valeur expérimentale de $I_{C1} - I_{C2}$ étant 30.10^{-6} A pour les valeurs numériques des paramètres précédents.

2. Analyse descriptive de l'amplificateur différentiel.

Les deux transistors appariés T_1 et T_2, type AC 132 (Philips) sont incorporés dans un bloc cylindrique de cuivre, de dimensions réduites. Ils sont préalablement enduits d'une légère couche de

graisse aux silicones et placés tête-bêche dans le boîtier de cuivre. Ces dispositions assurent un couplage thermique serré entre T_1 et T_2 , qui se trouvent de ce fait à un potentiel thermique équivalent.

La base de T_1 est attaquée par une forte résistance en série avec la source de tension continue V_d ; l'entrée de T_1 s'effectue donc par commande en courant, ce mode d'attaque permettant pour lés transistors de faible puissance d'obtenir une amplification linéaire.

Une contre-réaction d'intensité est appliquée aux deux transistors par insertion de résistances R_{E1} et R_{E2} dans les émetteurs (stabilisation en température). La résistance commune d'émetteurs R_E est remplacée par une diode de référence en direct MD1 qui stabilise la tension d'émetteurs et diminue moins le gain de l'étage.

Quant au courant collecteur, les considérations de gain et de stabilité thermique tendraient à faire porter le choix sur une valeur assez faible, les résistances de charge R_{C1} et R_{C2} prenant alors des valeurs de plusieurs milliers d'ohms ; toutefois le microampèremètre branché sur la sortie différentielle et qui se trouve en parallèle sur $R_{C1} + R_{C2}$, présente une résistance interne d'environ 1 kΩ ; il convient donc d'adopter pour R_{C1} et R_{C2} des valeurs de l'ordre de 2 à 3 kΩ .

En fait il est préférable de rendre ces résistances de charge ajustables car, en raison des tolérances de fabrication, les transistors ne sont pas rigoureusement identiques. Il est d'ailleurs nécessaire de prévoir deux réglages de zéro indépendants :

- l'un avec entrée en court-circuit : ce régime de zéro qui dépend des caractéristiques $I_C = f(V_{BE})$, s'effectue à l'aide de la charge potentiométrique (R_{C1}, R_{C2}) en reliant les deux bases de T_1 et T_2 par un court-circuit

- l'autre avec entrée à circuit ouvert : dépendant des caractéristiques $I_C = f(I_B)$, il est conditionné par le réglage de la résistance R_1'.

Ainsi, les précautions prises permettent d'obtenir un réglage optimum du zéro, malgré des écarts probables dans les paramètres des transistors sélectionnés.

3. Caractéristiques du µA-mètre Métrix :

Le nombre d'impulsions par seconde (ou chocs/seconde, fourni par le photoscintillateur est, après transformations successives, visualisé sur un microampèremètre gradué directement en impulsions/seconde.

Les caractéristiques essentielles du µA-mètre utilisé sont les suivantes :

Référence : 120 panoramique
Type : magnétoélectrique
Calibre : 0 à 100 µA
Résistance interne : 1 kΩ environ
Classe de précision : 1,5

STABILISATION DES TENSIONS CONTINUES

Généralités. Nous avons vu précédemment, aux chapitres DETECTEUR DE RAYONS X (alimentation des dynodes d'un photoscintillateur) et AMPLIFICATEUR (seuil de discrimination), qu'il est nécessaire de rendre les tensions continues d'alimentations indépendantes des fluctuations du secteur et des courants débités. Pour atteindre ce but, on fait appel à des stabilisateurs de tensions continues qui relèvent du principe de la rétroaction dans les amplificateurs, ou systèmes fonctionnant en boucle fermée (servomécanismes).

Un tel système répond à la représentation synoptique de la figure 1. Rappelons-en le principe : une fraction de la tension de sortie V_s est amplifiée et comparée à une tension de référence ; la différence qui en résulte $V_e - V_r$, constitue le signal d'erreur ε réinjecté dans le circuit d'entrée. Il s'opère donc une rétroaction qui s'oppose, dans des limites acceptables, à toutes variations de la tension de sortie et de la tension d'entrée.

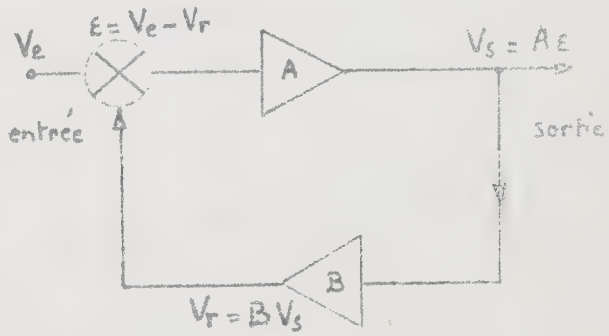


Fig. 1

Afin d'en préciser les performances, analysons l'asservissement de tension proposé.

La tension de sortie V_s s'exprime en fonction du gain, ou amplification nominale, de l'amplificateur A par :

$$V_s = A\varepsilon \qquad (1)$$

La tension de rétroaction V_r, réinjectée dans le circuit d'entrée est proportionnelle à V_s :

$$V_r = B\,V_s \qquad (2)$$

B, étant le module du gain de la chaîne de rétroaction .

D'autre part, la tension d'erreur ε est la différence entre la tension d'entrée V_e et la tension de rétroaction V_r, d'où :

$$\varepsilon = V_e - V_r = V_e - B\,V_s \qquad (3)$$

En portant cette valeur de ε dans la relation (1), on obtient l'expression de la tension de sortie en fonction des gains A et B et de la tension d'entrée :

$$V_s = A(V_e - B\,V_s)$$

$$V_s(1 + AB) = A\,V_e$$

$$\text{donc } V_s = \frac{A}{1 + AB}\,V_e \qquad (4)$$

et si nous supposons que $AB \gg 1$, ce qui est le cas, alors :

$$V_s \simeq \frac{V_e}{B}$$

De même les variations ΔV_s de la tension de sortie se trouvent réduites dans le rapport $\Delta V_e/B$.

L'impédance de sortie, qui conditionne le facteur de stabilité vis-à-vis des variations de la charge, est également abaissée : $Z_s = Z_e/(1 + AB)$.

Par conséquent , pour obtenir de bonnes performances de stabilisation, on conçoit l'intérêt d'avoir des gains élevés pour A et surtout pour B (montage Darlington).

A présent, le diagramme synoptique de la figure 1 peut être repris afin de concrétiser le principe de l'organisation du stabilisateur de tension en série par transistors selon le schéma de la figure 2. La tension de rétroaction pV_s, fraction de la tension d'utilisation V_s, est amplifiée par le transistor T_2 et comparée à la tension de référence $V_{réf.}$, qui maintient l'émetteur de T_2 à un potentiel constant. Si une fluctuation de V_s (due à une variation de R_s) se produit, elle réagit par R_2 sur le courant de base de T_2. La variation du courant de base amplifiée modifie la tension V_{EB} du transistor régulateur T_1, qui tend à s'opposer à la variation initiale de V_s.

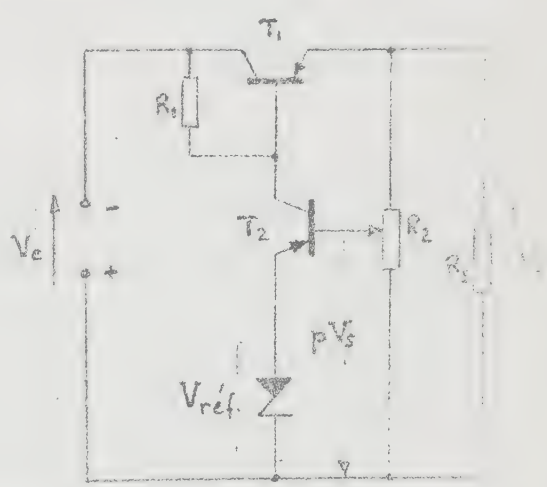


Fig. 2

De même, les fluctuations de la tension d'entrée V_e produisent des modifications de la tension V_{CE} du régulateur T_1 et la correction exercée agit dans le sens opposé aux variations de V_e.

Par conséquent, la tension de sortie V_s est asservie et stabilisée vis-à-vis des variations de la charge R_s et de la tension d'entrée V_e.

L'équation fondamentale entre les variations de la tension de sortie stabilisée et les variations de l'entrée, compte tenu du courant I_s dans la charge est :

$$dV_s = \left(\frac{\partial V_s}{\partial V_e}\right)_{I_s} dV_e + \left(\frac{\partial V_s}{\partial I_s}\right)_{V_e} dI_s \qquad (5)$$

où : $F = \left(\frac{\partial V_s}{\partial V_e}\right)_{\text{à } I_s \text{ constant}}$ est le facteur de stabilisation

$R = -\left(\frac{\partial V_s}{\partial I_s}\right)_{\text{à } V_e \text{ constant}}$ représente la résistance de sortie de l'alimentation stabilisée.

L'équation (5) peut donc s'écrire sous la forme différentielle :

$$dV_s = F.dV_e - R.dI_s \qquad (6)$$

N.B.- D'un point de vue exhaustif, il faudrait tenir compte du facteur température et ajouter à l'équation fondamentale le terme $(\partial V_s/\partial T)dT$, où $(\partial V_s/\partial T) = S_z$ représente le coefficient de température défini à V_e et I_s constants.

Pour obtenir, dans les limites imposées, la régulation la plus favorable, il est bien évident qu'il faut réduire le plus possible F et R. Or, ces deux coefficients de l'équation fondamentale (5) prennent des valeurs d'autant plus minimes que l'amplification est plus grande. Il est donc très souvent nécessaire d'adjoindre un amplificateur de courant au schéma de la figure en intercalant un transistor supplémentaire entre T_1 et T_2.

C'est la solution qui est retenue dans les deux types d'alimentation stabilisée que nous proposons aux paragraphes suivants : l'une en basse tension (12 V) destinée à alimenter l'ensemble des circuits électroniques et l'autre en haute tension (1800 V) permettant de fournir la tension stabilisée nécessaire au fonctionnement du photoscintillateur.

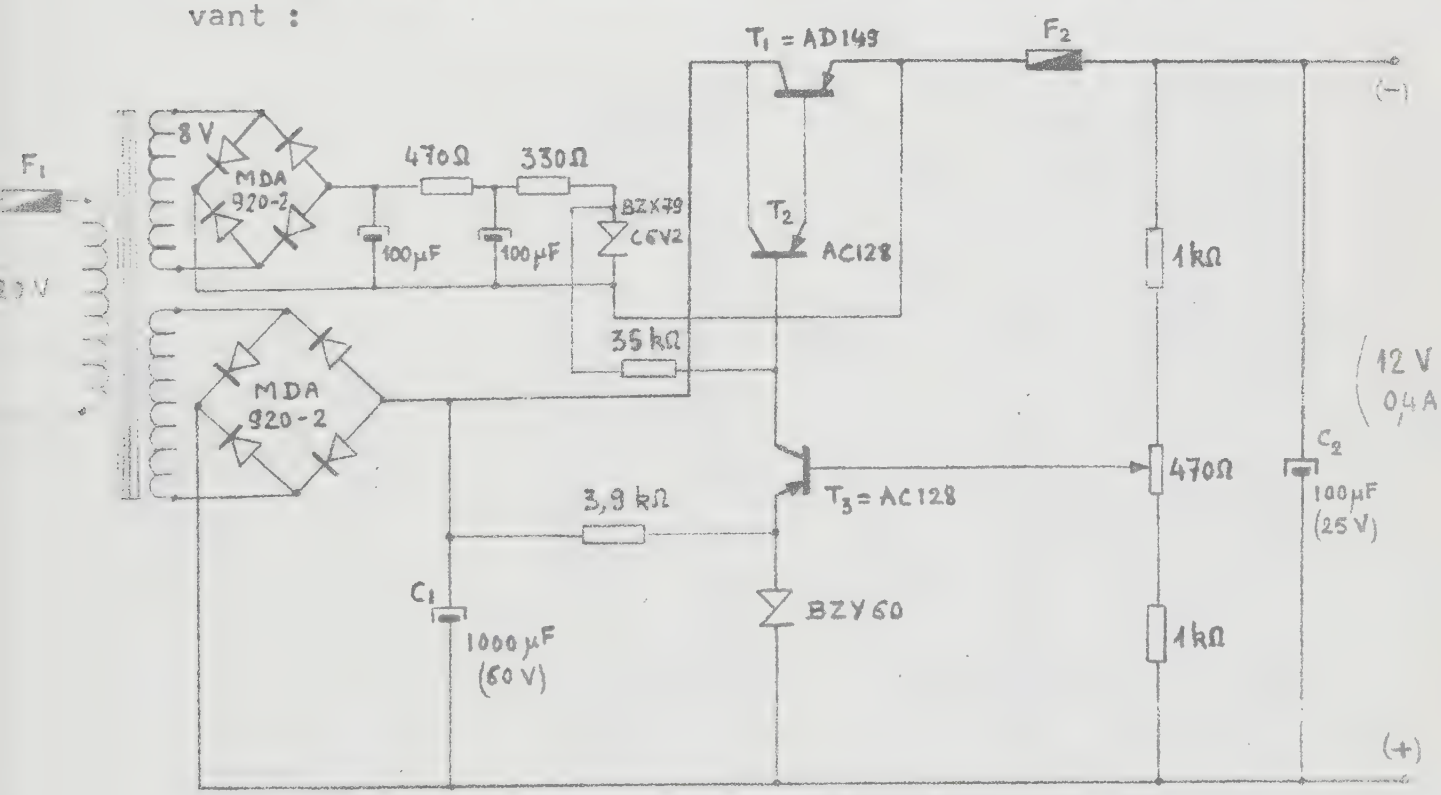
I. Alimentation Stabilisée à Transistors (12 V - 0,4 A)

1. Caractéristiques.

Tension de sortie : 12 V ajustables - Intensité : 0,4 A
Taux de stabilisation en fonction du secteur (± 10 %) et à charge constante : 1,42 %
Type de stabilisation : série
Contrôle du pôle : négatif
Transistors utilisés : T_1 = AD 149 ; T_2 = T_3 = AC 128
Référence : diode Zener BZY 60
Pont de redresseurs : MDA 920-2 (50 V - 1 A)
Transformateur : 220 V - 17 V (25 VA)

2. Schéma.

Les valeurs des composants, que nous avons calculées lors du projet d'alimentation, sont portées sur le schéma suivant :



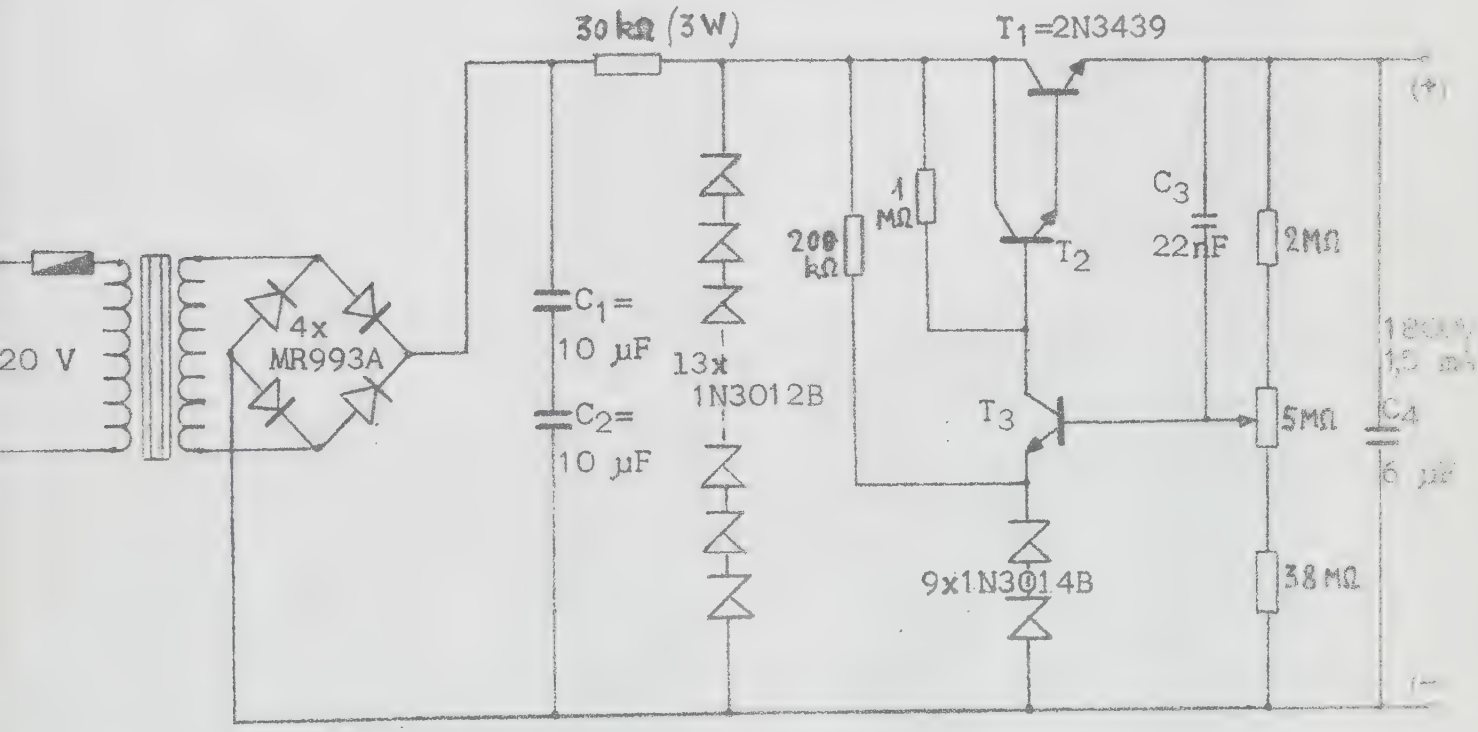
Alimentation stabilisée basse tension

II. Alimentation Stabilisée T.H.T. à Transistors (1800 V - 1,5 mA)

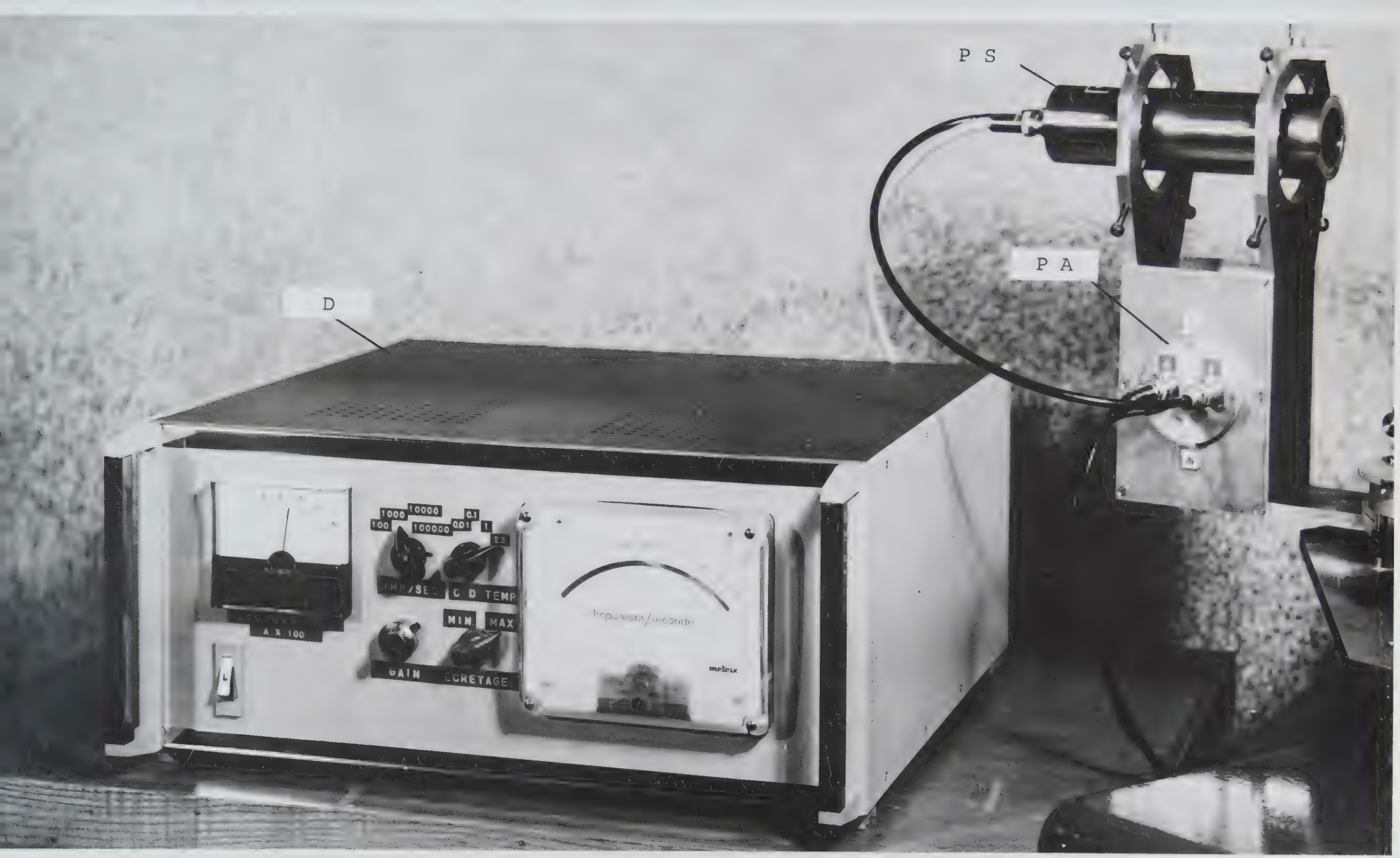
1. Caractéristiques.

Tension de sortie : 1800 V ajustables - Intensité : 1,5 mA
Taux de stabilisation en fonction du secteur (± 10 %) et à charge constante : 6 ‰.
Tension résiduelle crête-à-crête : 40 mV
Type de stabilisation : série
Contrôle du pôle : positif
Transistors utilisés : $T_1 = T_2 = T_3$ = 2N 3439
Référence : 9 diodes Zener 1N 3014B en série
Pont de redresseurs : 4 x MR 993A
Transformateur : 220 V - 2000 V

2. Schéma.



Alimentation T.H.T. stabilisée (1800 V)



Ensemble de l'appareillage électronique: photoscintillateur (PS), préamplificateur (PA) et dispositif de comptage (D).

DEUXIEME PARTIE

Afin d'exposer les performances de notre ensemble électronique détecteur-intégrateur nous proposons, au cours de cette deuxième partie, une étude comparative des résultats obtenus à l'aide d'un ensemble de marque commerciale connue (appelé A) et ceux obtenus avec notre ensemble (appelé B).

A cette fin, deux expériences ont été réalisées :

1°) Nous avons d'abord relevé les courbes de réponse spectrale correspondant respectivement à l'ensemble A et à l'ensemble B. Cette épreuve rend compte du comportement électronique des ensembles envisagés en présence d'un rayonnement X diffracté.

2°) En second lieu, nous avons effectué deux topographies : l'une à l'aide de l'ensemble A et l'autre à l'aide de l'ensemble B dans des conditions expérimentales équivalentes (identité d'échantillon). On révèle ainsi le comportement général (électronique et incidence photographique)des deux ensembles A et B.

1. Courbes de réponse spectrale.

Dans le but de réaliser des conditions expérimentales aussi semblables que possible, le relevé des courbes est obtenu à partir d'un même échantillon métallique (monocristal d'aluminium).

Le monocristal, irradié par le faisceau X, est placé au voisinage immédiat de l'incidence de Bragg ; on procède alors à la recherche des deux raies $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$ en faisant pivoter très légèrement le porte-échantillon. Le déplacement du bras qui entraîne la rotation du porte-échantillon, est mesurée en microns par un comparateur à cadran ou lecteur micrométrique.

On obtient ainsi les courbes d'intensité (nombre de

chocs/seconde) en fonction du déplacement (microns) pour l'ensemble A (figure 1), puis pour l'ensemble B (figure 2).

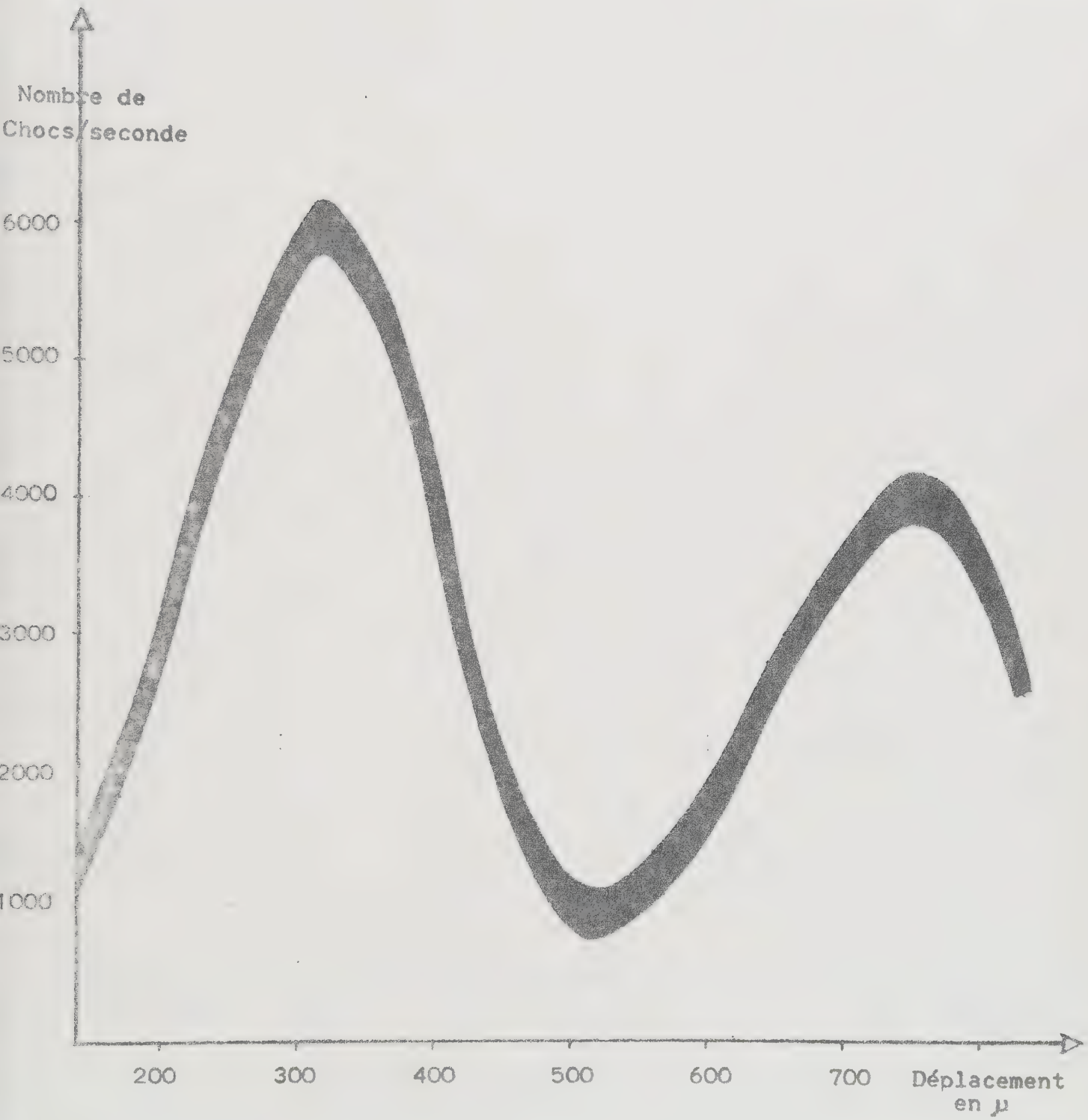


Fig. 1 Courbe de réponse spectrale de l'ensemble A

(la largeur du tracé est proportionnelle au taux de fluctuations).

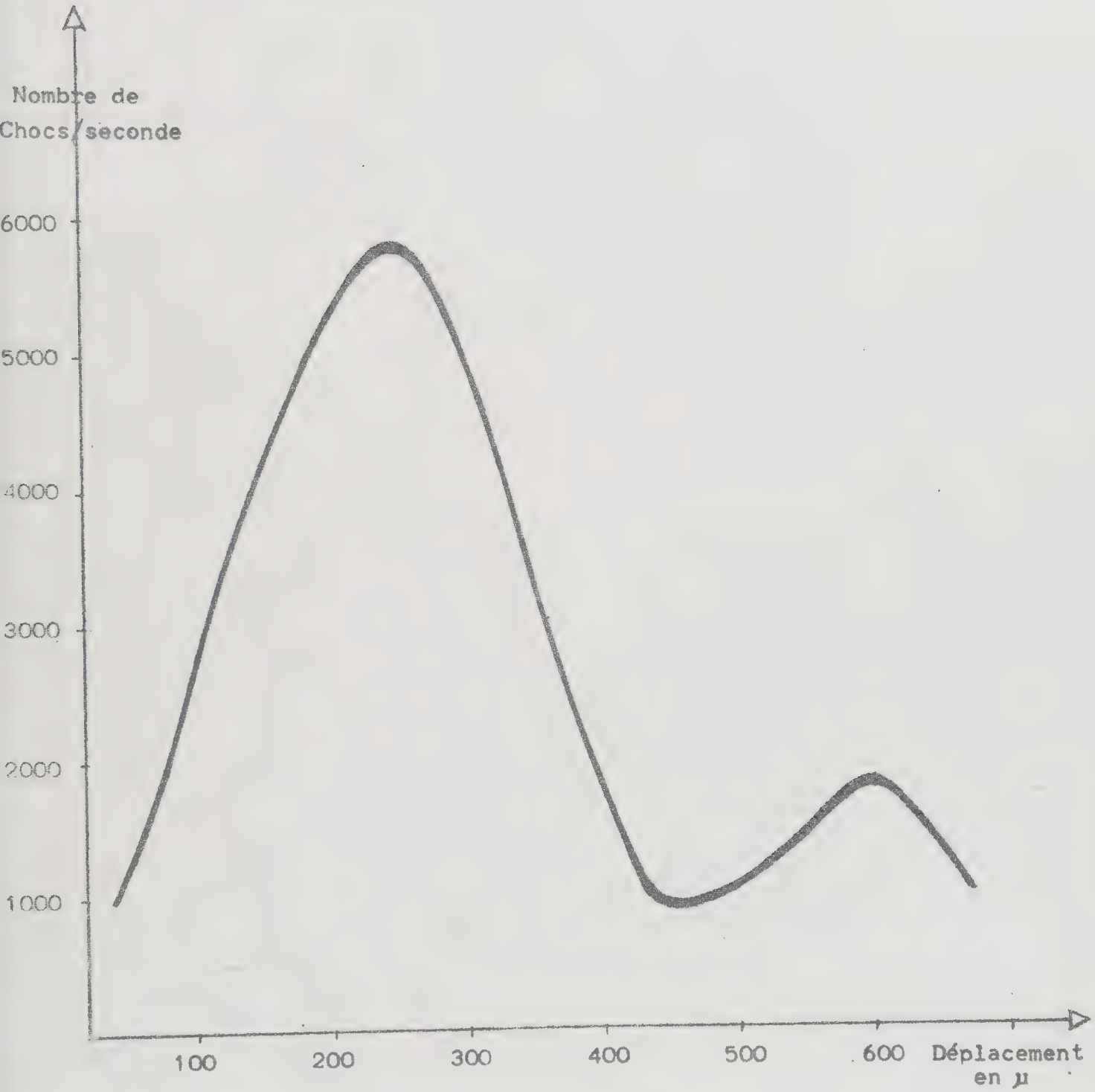


Fig. 2 Courbe de réponse spectrale de l'ensemble B

(la largeur du tracé est proportionnelle au taux de fluctuations).

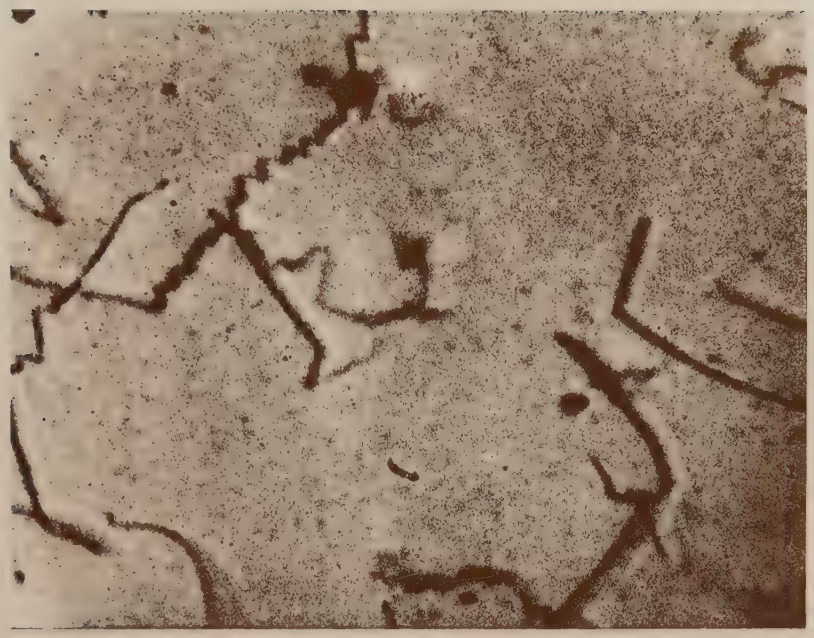


Fig. 3. Topographie obtenue avec l'ensemble A.

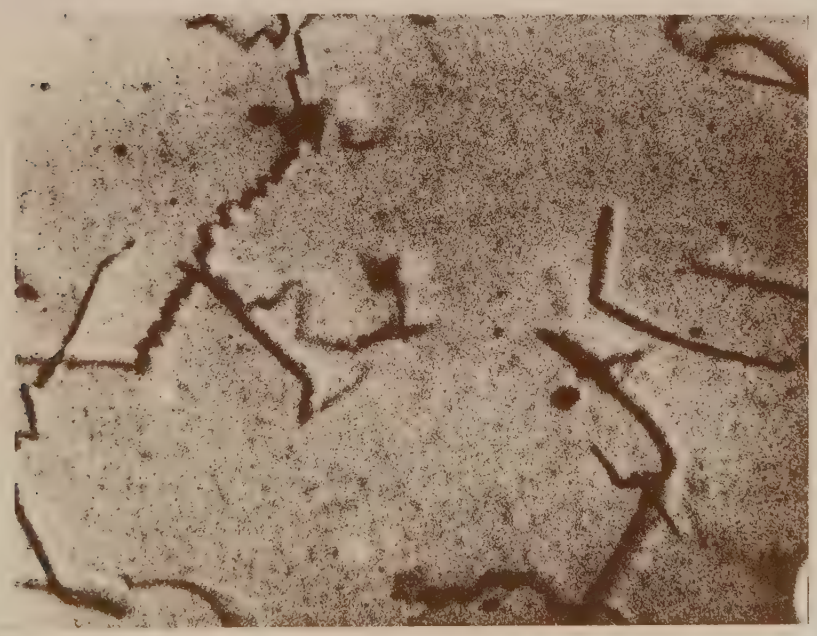


Fig. 4. Topographie obtenue avec l'ensemble B.

Topographies d'un monocristal d'aluminium x 50

Réflexion 111 $\lambda K\alpha$,Mo

Observations des courbes de réponse : L'examen des deux courbes montre que la raie $K\alpha_1$ est aussi bien détectée et mise en évidence par l'ensemble A que par l'ensemble B : l'amplitude de l'intensité se situe à 6000 chocs/seconde (les écarts résiduels qui subsistent étant dûs à une légère différence de gain entre A et B) ; par contre la raie $K\alpha_2$ est moins bien repérée par l'ensemble B. Toutefois, cette dernière constatation n'a qu'une importance toute relative si l'on considère que les réglages sont essentiellement effectués sur $K\alpha_1$.

La deuxième remarque que suggèrent les figures 1 et 2, concerne le taux de fluctuations statistiques : il y est représenté par une largeur de tracé proportionnelle à sa valeur ; c'est ce qui explique la différence de tracés entre les deux courbes. On peut donc constater que, à constantes de temps d'intégration égales (c'est-à-dire 0,1 seconde pour le cas présent), le repérage de la raie $K\alpha_1$ est plus facilement effectué à l'aide de l'ensemble B.

2. Topographies de translation. Pour les mêmes raisons que précédemment les topographies des figures 3 et 4 sont prises dans les conditions : identité d'échantillon et pointage sur la raie $K\alpha_1$, à partir respectivement de l'ensemble A d'une part et de l'ensemble B d'autre part.

L'examen de ces clichés ne laisse apparaître aucune différence aussi bien dans la définition des photographies que dans leur aspect général : par conséquent, les deux topographies présentent un résultat d'analyse aussi valable dans un cas que dans l'autre.

3. Conclusions. Le dernier critère qui porte sur un résultat global (ensemble de performances électroniques permettant l'obtention de bonnes topographies) révèle l'équivalence des valeurs qualitatives de clichés dans l'utilisation de l'ensemble A et de l'ensemble B.

Par contre, sur le plan économique, il est à remarquer que quatorze transistors sur l'ensemble B et pas moins de trente sur l'ensemble A, ont été dénombrés : on peut donc dire que notre ensemble B exige moins de composants actifs pour atteindre sensiblement les mêmes résultats. Cette réduction du nombre de composants actifs répercute, à titre onéreux, une incidence favorable et se traduit en outre par une simplicité de conception accrue ainsi qu'une meilleure fiabilité.

TROISIEME PARTIE

APPLICATION DE LA METHODE DE LANG A LA CARACTERISATION DES DEFAUTS DE STRUCTURE.

Préliminaire.

La méthode de Lang, application directe de la propagation des rayons X dans un milieu parfait, est une méthode topographique par transmission fournissant la distribution et la nature des imperfections contenues dans toute l'épaisseur d'un cristal. Elle fait appel à la théorie dynamique de propagation des rayons X.

Bien que cette théorie ait été élaborée vers 1912, les applications en sont relativement récentes car l'expérimentation nécessite de disposer de cristaux présentant un très bon état de perfection.

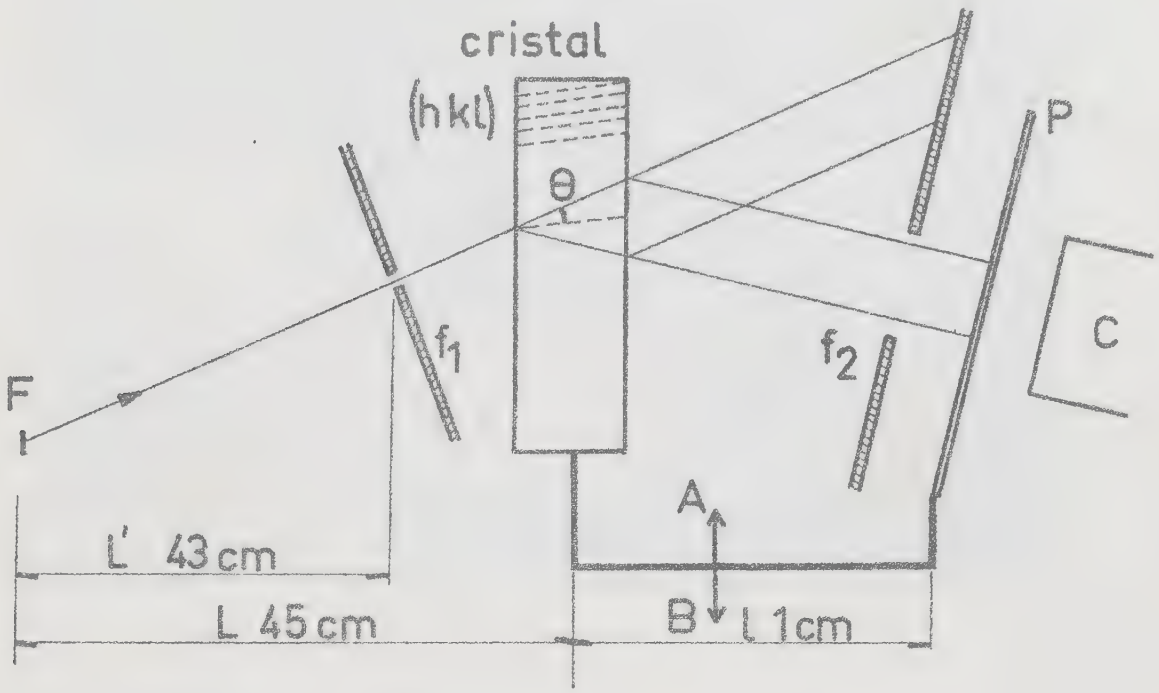
C'est en effet à partir de 1960 que la méthode de Lang a pu être appliquée aux monocristaux métalliques grâce aux progrès réalisés dans leur préparation.

Dans la suite de cet exposé, nous décrirons les résultats obtenus sur des monocristaux d'aluminium et de titane contenant une densité de dislocations inférieure à 10^4 cm.cm^{-3}. Précisons que ces monocristaux ont été préparés au Laboratoire des Structures Cristallines et que les topographies ont été réalisées avec l'aide de notre ensemble électronique détecteur-intégrateur.

1. Principe, avantages et limitations de la méthode.

1-1. Principe de la méthode.

La figure ci-dessous en rappelle le principe :

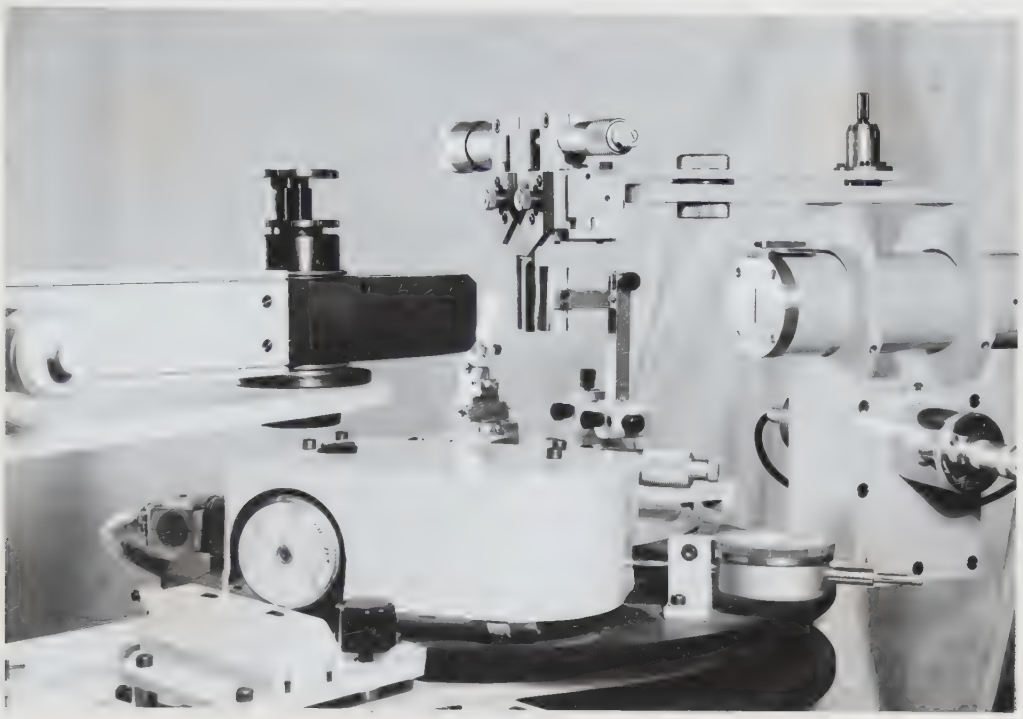


Un faisceau de rayons X, issu du foyer F, frappe le cristal placé en position de réflexion sélective. Sa divergence est limitée par une fente fine f_1. Le faisceau réfléchi est isolé à l'aide d'une fente f_2 (faisant écran au faisceau direct transmis) et il est recueilli sur une plaque photographique P placée normalement au faisceau en raison de la grande épaisseur d'émulsion (100 μ). La plaque P est mise en place après avoir fait les réglages aboutissant au repérage du faisceau réfléchi par le détecteur C.

Pour avoir une vue d'ensemble de tout le cristal, on le rend solidaire de la plaque photographique et on l'anime d'un mouvement de translation AB par rapport au faisceau de rayons X. Les images des défauts contenus dans le cristal se projettent sur la plaque et l'on obtient une topographie de translation.

Si l'on supprime le mouvement de translation AB et que

l'on ferme sensiblement (10 μ) la fente f_2, on obtient alors sur la plaque photographique l'image de la section du cristal.



Vue d'ensemble du dispositif expérimental de Lang.

1-2. Avantages et limitations.

La méthode de Lang présente l'avantage d'être non destructive ; elle permet donc d'observer un échantillon avant et après traitement : irradiation, déformation, recuit... et de suivre ainsi ses effets.

Elle n'exige avant l'observation, mis à part le polissage des faces, aucune préparation préalable de l'échantillon, préparation qui risque toujours de modifier la configuration et la densité des imperfections.

Elle détecte toutes les imperfections qui entraînent une distorsion du réseau de l'ordre du micron.

Elle permet d'explorer un volume important de l'échantillon qui représente bien les propriétés du cristal pris dans la masse.

Cependant le constraste des images de dislocations dé-

pend du produit μd (μ : coefficient d'absorption linéaire, d : épaisseur de l'échantillon) ; or ce contraste est optimal pour μd voisin de l'unité. Cette condition limite l'épaisseur de l'échantillon, en fonction du numéro atomique Z de l'élément considéré et du rayonnement utilisé (Ag Kα ou Mo Kα) ; par exemple l'épaisseur limite est de 1 mm environ pour l'aluminium et de 2/10 mm pour le titane.

Le pouvoir de résolution de la méthode de Lang, 5 microns dans les cas courants, est bien inférieur à celui de la microscopie électronique.

Enfin l'échantillon doit être un cristal assez parfait ; l'observation est d'autant plus facile que la densité des dislocations est faible ; quoiqu'il en soit cette densité ne doit pas excéder 10^5 cm.cm^{-3}.

2. Etude des dislocations.

2-1. Topographie de section.

Les topographies en transmission obtenues dans les conditions de foyer ponctuel, fente fine et cristal immobile, sont des topographies de section.

La figure ci-contre indique le principe du montage expérimental.

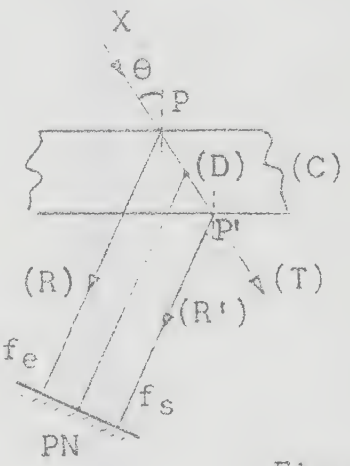


Fig.1

Un faisceau de ravons X (X) irradie un échantillon de cristal (C) placé en incidence de Bragg Θ. Les plans (P) et (P') diffractent le faisceau selon les directions parallèles (R) et (R') tandis que le faisceau direct progresse suivant la direction (T).

Un défaut (D) situé à l'intérieur du cristal, réfléchit une partie de l'intensité du faisceau direct qui va donner lieu à la projection d'une image caractérisant (D) sur la plaque photographique (ou plaque nucléaire) PN.

On obtient par conséquent sur la plaque PN, la projection

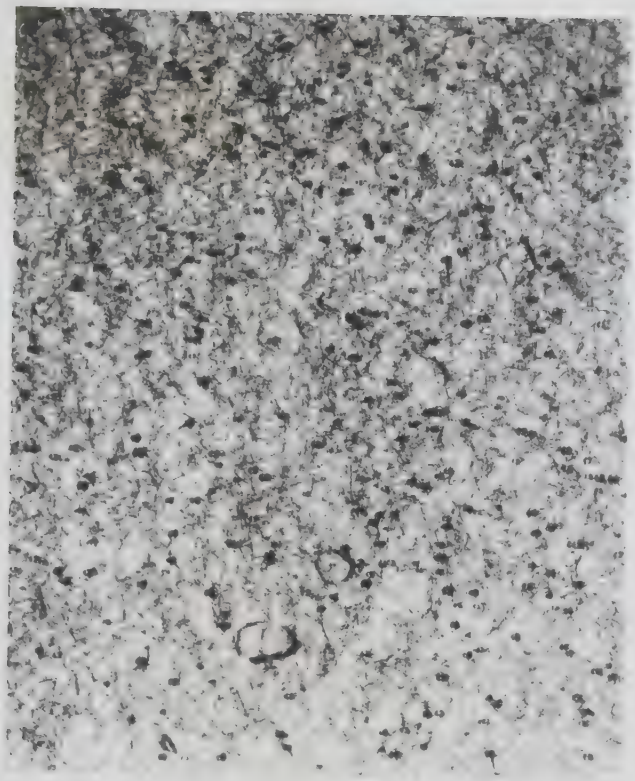


Photo 1. Topographie de translation

Photo 2. Topographie de section

Al. x20 . Réf. 111 . Réf. $\lambda'\alpha_1$'o

Photo 3. Topographie de translation

Photo 4. Topographie de section

de l'aire correspondant à l'épaisseur du cristal traversé par le faisceau de rayons X (projection limitée respectivement aux faces d'entrée f_e et de sortie f_s), c'est-à-dire une topographie de section permettant de localiser les défauts contenus dans le cristal.

Les photographies (2) et (4) illustrent deux exemples de topographie de section.

2-2. Topographie de translation.

La topographie effectuée à partir des conditions : foyer ponctuel, fente fine et cristal mobile, est une topographie en translation. On peut donc dire que la topographie de translation (ou de balayage) est une projection correspondant à une suite de sections, qui donne une vue intégrée des défauts contenus dans le cristal.

De ce fait, la localisation des défauts est moins facile (puisque les images de ces défauts sont superposées), mais la topographie de translation présente l'avantage de fournir une vue d'ensemble des dislocations (voir photographies 1 et 3 correspondant respectivement aux topographies de section 2 et 4).

2-3. Formation des images en topographie par transmission.

Revenons au schéma de la figure 1 en considérant la dislocation (D) sous la forme d'une ligne ; on obtient la figure 2 ci-dessous qui permet de préciser la nature des images.

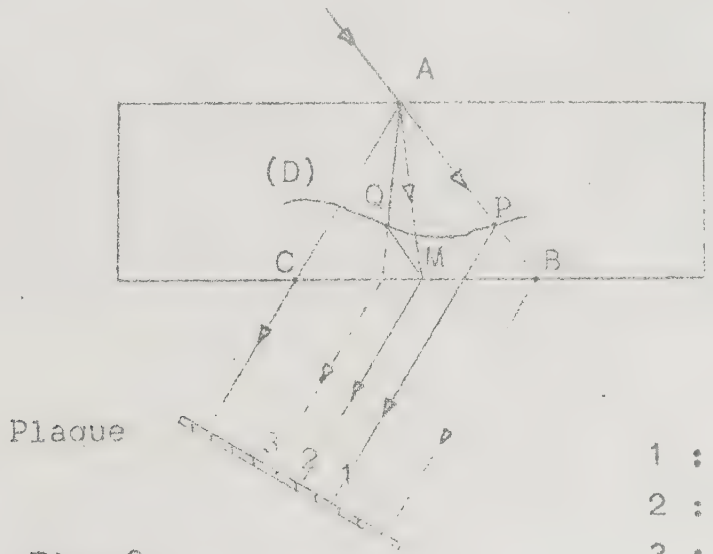


Fig. 2

1 : image directe
2 : image intermédiaire
3 : image dynamique

Photo 5. Topographie x50 d'un monocristal d'aluminium

Réf. 111

$\lambda K\alpha_1 Mo$

1 : image directe (noire)

2 : image intermédiaire (série de franges)

3 : image dynamique (blanche)

L'influence du défaut est triple :

a) La dislocation coupe le faisceau direct en P. La région voisine de ce point réfléchit une partie de l'intensité du faisceau direct qui fournit en 1 l'image directe (image noire).

b) La dislocation coupant le trajet des champs d'onde qui se propagent à l'intérieur du triangle de Borrmann (triangle ABC), projette une image caractérisée par un manque d'intensité du faisceau (image blanche) : c'est l'image dynamique 3.

c) Les champs d'onde voisins de la ligne de dislocation (en Q par exemple) subissent une déviation de leur direction de propagation. Supposons que cette nouvelle direction de propagation soit QM ; en M il va y avoir interférence entre les champs d'onde QM et AM, d'où naissance de franges formant l'image intermédiaire 2.

En outre, précisons que le faisceau direct étant peu absorbé ($\mu d \leqslant 1$), les images directes ont un bon contraste en section comme en translation.

Pour apprécier les qualités des topographies obtenues -et par conséquent, les performances de l'ensemble électronique détecteur-intégrateur- indiquons également que les images directes donnent une très bonne résolution spatiale et les images dynamiques, une bonne résolution angulaire.

Un exemple de topographie en translation, sur laquelle sont visibles les trois types d'images, est présenté en photographie (5).

2-4. Positions des dislocations par rapport à la surface du cristal.

Considérons une dislocation (D) dont la trace est inclinée par rapport aux faces d'entrée et de sortie du cristal (fig. 3).

Au fur et à mesure que le faisceau X pénètre dans le cristal, c'est-à-dire qu'il

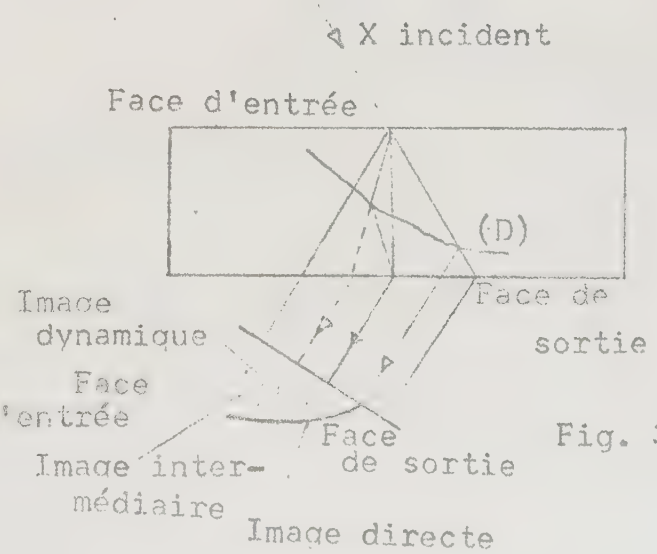


Fig. 3

s'éloigne de la face d'entrée, l'image topographique se retrécie.

Cette image est parfaitement visible sur la photographie 6 ci-dessous :

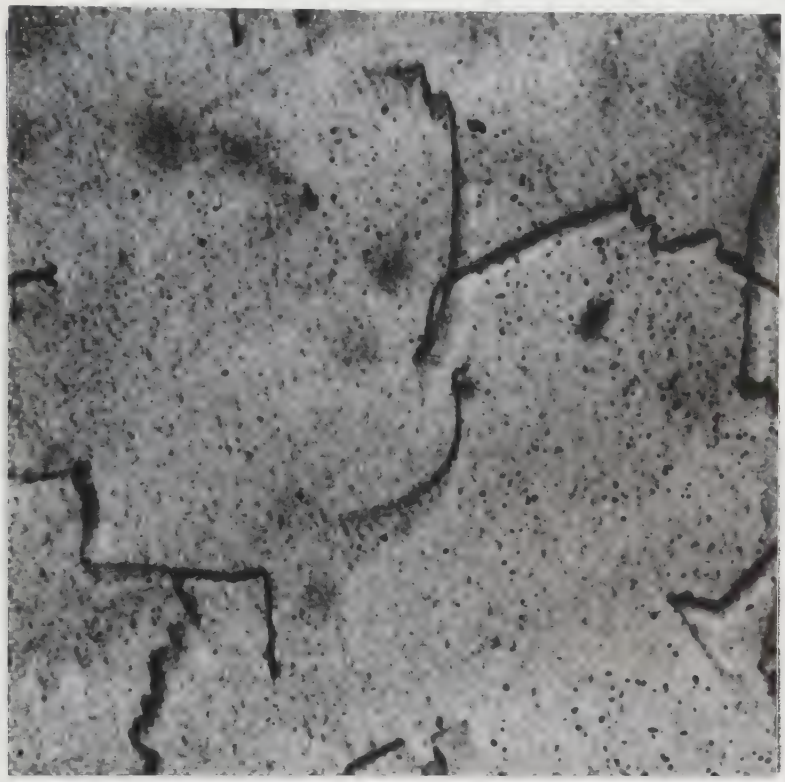


Photo 6. Topographie x60 d'un monocristal d'aluminium. Réf. 111. Rad. $\lambda K\alpha_1 Mo$

Cet effet est mis à profit pour étudier les configurations des imperfections du réseau cristallin et pour les localiser.

Si la dislocation (D) est parallèle à la face d'entrée (fig. 4) l'image topographique est la plus large lorsque le faisceau X est en Q, milieu du triangle de Borrmann.

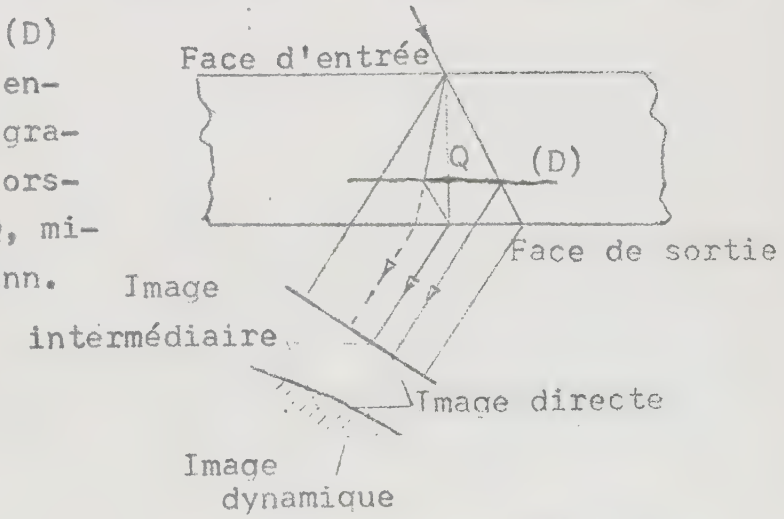


Fig. 4

2-5. Caractérisation - Détermination du vecteur de Burgers.

La méthode exposée précédemment permet d'observer, suivant les cas, différents types d'imperfections dans les cristaux : dislocations, joints de grains, fautes d'empilement, précipités.

Dans le cas d'une dislocation, l'observation des images obtenues par plusieurs réflexions sélectives permet de caractériser la dislocation en déterminant la direction de son vecteur de Burgers.

Nous avons vu au paragraphe 1-2, que le contraste des images était optimal pour μd voisin de l'unité. Or ce contraste varie aussi selon l'angle que fait le vecteur de Burgers avec le plan réfléchissant : une dislocation donne une image de contraste optimal si le vecteur de Burgers de la dislocation est normal aux plans réfléchissants ; par contre, le contraste est nul lorsque le vecteur de Burgers est parallèle aux plans réfléchissants. C'est la condition de visibilité des lignes de dislocations, que l'on peut résumer par la relation d'extinction :

$$\vec{g}.\vec{b} = 0$$

$\vec{g}$: vecteur unitaire du réseau réciproque ($\vec{g}$ est normal au plan diffractant pour les Cubiques à Faces Centrées).

$\vec{b}$: vecteur de Burgers de la dislocation examinée.

Ainsi donc, quand le produit scalaire $\vec{g}.\vec{b}$ est nul, la dislocation n'est pas visible car le vecteur de Burgers est situé dans le plan diffractant.

Considérons le cas de l'aluminium ; les directions possibles du vecteur de Burgers sont de la forme $\frac{a}{2}\langle 110\rangle$; les réflexions sélectives (h k l) sont (111), $(1\bar{1}1)$, $(11\bar{1})$. Pour remplir la condition du contraste nul $\vec{g}.\vec{b} = 0$, $\vec{g}$ étant perpendiculaire au plan diffractant il faut que $\vec{b}$ soit dans ce plan. On peut alors dresser un tableau contenant les directions possibles de $\vec{b}$ ainsi que les réflexions sélectives (h k l) et effectuer le produit $\vec{g}.\vec{b}$ (en notant O quand il est nul et une croix dans le cas contraire).

Directions possibles de $\vec{b}$ / Réflexions sélectives (h k l)	$\frac{1}{2}[110]$	$\frac{1}{2}[101]$	$\frac{1}{2}[011]$	$\frac{1}{2}[1\bar{1}0]$	$\frac{1}{2}[\bar{1}01]$	$\frac{1}{2}[0\bar{1}1]$
(111)	x	x	x	0	0	0
$(1\bar{1}1)$	0	x	0	x	0	x
$(1\bar{1}\bar{1})$	0	0	x	x	x	0

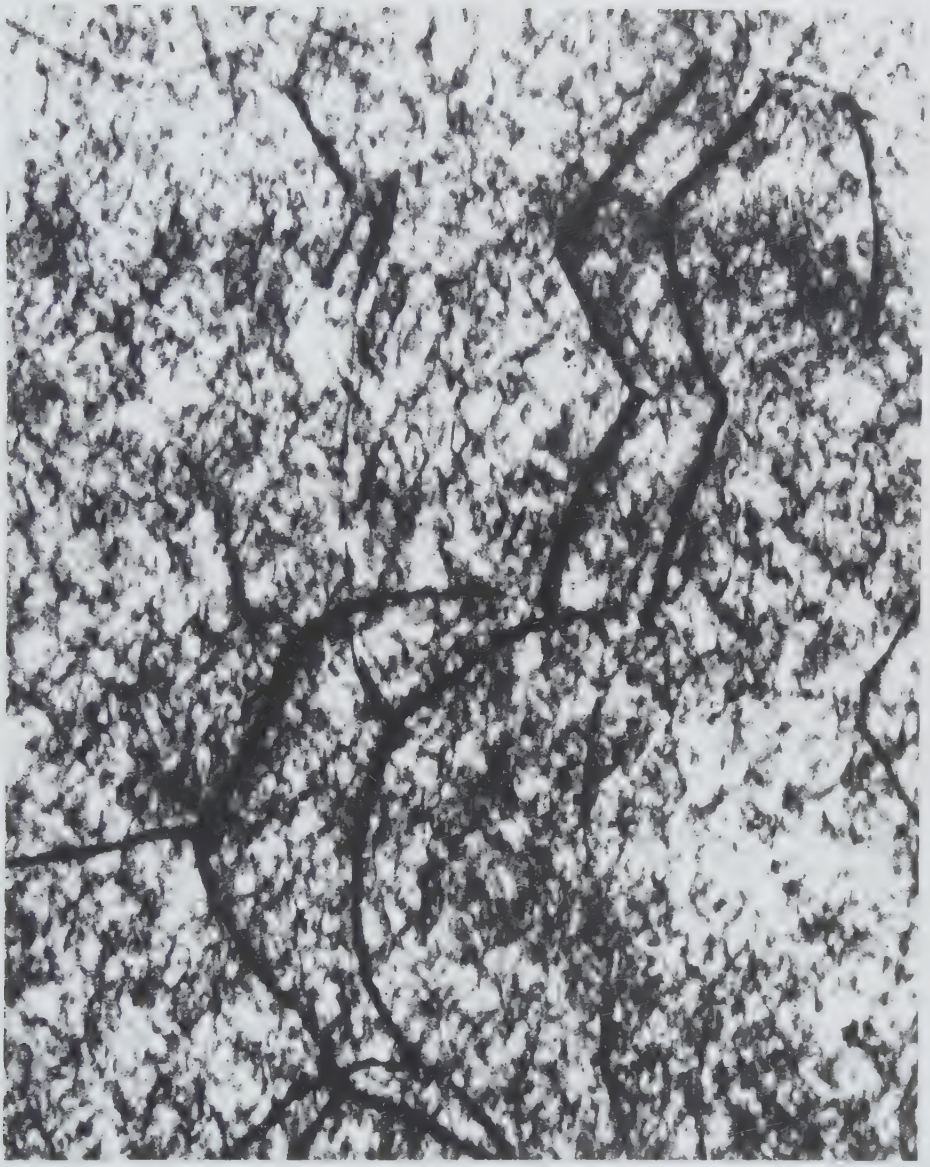
Considérons maintenant plusieurs topographies obtenues par la méthode de Lang et supposons que les dislocations apparaissent sur les topographies relatives aux réflexions 111 et $1\bar{1}1$ et soient éteintes sur la topographie correspondant à la réflexion $1\bar{1}\bar{1}$. En consultant le tableau ci-dessus, nous constatons que la seule direction répondant à cette condition est la direction [101] ; d'où la direction de $\vec{b}$: [101] .

3. Etude des déformations localisées.

3-1. Déformations superficielles.

Les différentes déformations superficielles existant sur l'échantillon cristallin sont bien mises en évidence par les topographies en méthode de Lang.

a) Un premier exemple nous est donné par le processus de croissance d'un grain absorbant des régions diverses. Si pour des raisons d'orientation ou de perfection , ce grain se trouve ralenti, il se produit en surface un gravage qui se traduit sur la topographie (photo 7) par des tracés noirs correspondant aux faces d'entrée et de sortie du cristal.



Lote 7. Tomografía x3[illegible] [illegible]
[illegible]. [illegible]. [illegible]

b) Le deuxième exemple que nous voyons sur la photographie 8 concerne une trichite de cuivre vue en profil. La topographie montre une marche de croissance.

Photo 8. Marche de croissance sur une trichite de cuivre.

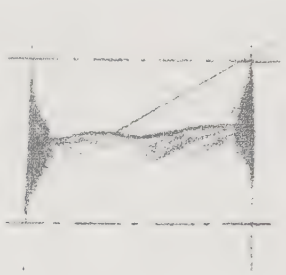


Fig. 5

3-2. Précipités sphériques.

Dans les cristaux, les impuretés donnent naissance à des précipités et certains d'entre eux peuvent être assimilés approximativement à des sphères dont la déformation présente une symétrie radiale.

Précipité à déformation rad.

Examinons comment ce type de déformation apparaît sur une topographie.

En considérant (fig. 6) le tracé diamétral qui correspond au passage du faisceau X incident, on peut dire que dans le plan diffractant la déformation est radiale et l'on a la condition d'extinction $\vec{b}.\vec{n} = 0$; donc en ce point la projection sera éteinte sur la topographie. Par contre, pour les faisceaux e et s les plans diffractants ne sont plus diamétraux et $\vec{b}.\vec{n} \neq 0$; les faisceaux e et s donneront par conséquent deux images directes en arc de cercle .

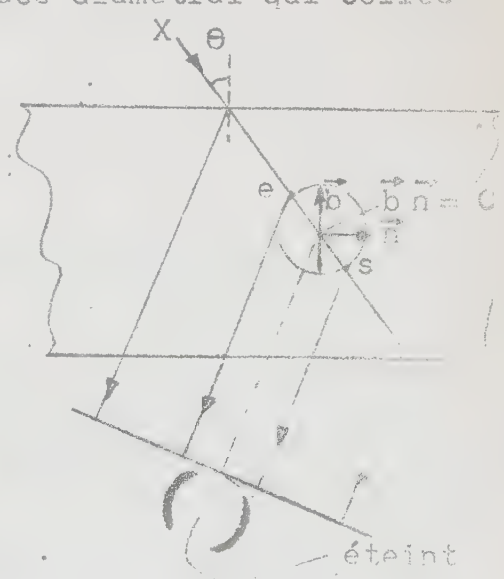


Fig. 6

En définitive, on obtient sur la topographie une tache circu-

laire présentant une zone diamétrale éteinte.

Toutefois, pour confirmer la présence du précipité sphérique et ne pas le confondre avec la boucle de dislocation (pouvant produire le même type d'image sur une topographie), il y aura lieu d'effectuer d'autres topographies sous différentes incidences. Si la même tache circulaire apparaît sur chacune d'elles c'est qu'il s'agit bien d'un précipité sphérique.

4. Joints de grains.

Les joints qui séparent des grains d'orientation différente, sont des régions de raccords défectueux entre plans terminaux.

Le joint de grains est donc l'espace compris entre deux grains (ou cristaux) qui sont désorientés l'un par rapport à l'autre.

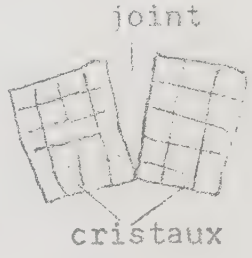


Fig. 7

Selon le degré ou la nature de la désorientation, on peut observer différentes sortes de joints :

- les joints à faible désorientation ou joints à faible angle (<10°) : lorsque ce type de joints est fait de dislocations-coin on a affaire aux joints de flexion ; lorsqu'il est fait de dislocations-vis, il s'agit de joints de torsion.

- les joints à forte désorientation ou joints à grand angle (>10°).

- les joints spéciaux ou joints de coïncidence.

4-1. Joints à faible désorientation.

Ils peuvent être idéalisés à partir des dislocations en laissant apparaître de grandes déformations dans le plan du joint et dans les régions adjacentes.

Ces régions de fortes contraintes vont introduire en topographie de Lang (photo 9) de fortes perturbations qui vont donner lieu à de nombreuses images directes : on obtient alors des zones noires.

Photo 9. Topographie d'un joint à faible désorientation. Al x20 . Réf. 111

Photo 10. [illegible]
désorientation. [illegible]

4-2. Joints à forte désorientation.

Lorsque le joint est à forte désorientation, la matière est tellement perturbée qu'on ne peut plus définir les défauts du réseau qui font passer d'une orientation à une autre orientation.

L'examen topographique (photo 10) va donc révéler une zone blanche n'ayant pas diffracté et relative à l'orientation du premier grain, ainsi qu'une zone grise avec des traces noires ayant diffracté et concernant l'orientation du deuxième grain.

Il est à remarquer en outre que le joint à forte désorientation présente une frontière sans contrainte (parfaitement visible, en photo 10, sur le côté gauche de grain ayant diffracté).

4-3. Joints de coïncidence.

Macle : lorsqu'une macle se forme dans un cristal, l'orientation de la partie maclée est l'image spéculaire de l'orientation du cristal associé par rapport à un plan appelé plan de macle (fig. 8).

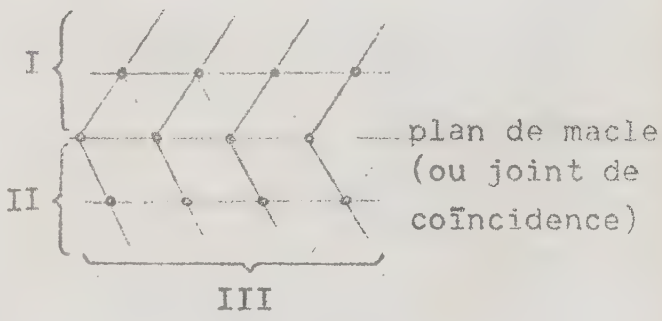


Fig. 8

Le plan de macle, qui est un plan du cristal, est un plan de symétrie.

Si l'on met la famille de plans réticulaires I sous l'incidence de Bragg, seule la partie supérieure du cristal diffractera ; de même pour les plans II, seule la partie inférieure diffractera.

Par contre, pour la famille de plans réticulaires III, la totalité du cristal sera en diffraction. Cependant le joint de coïncidence, qui est ici le plan de macle, ne sera pas révélé par la topographie car il est parallèle aux plans diffractants.

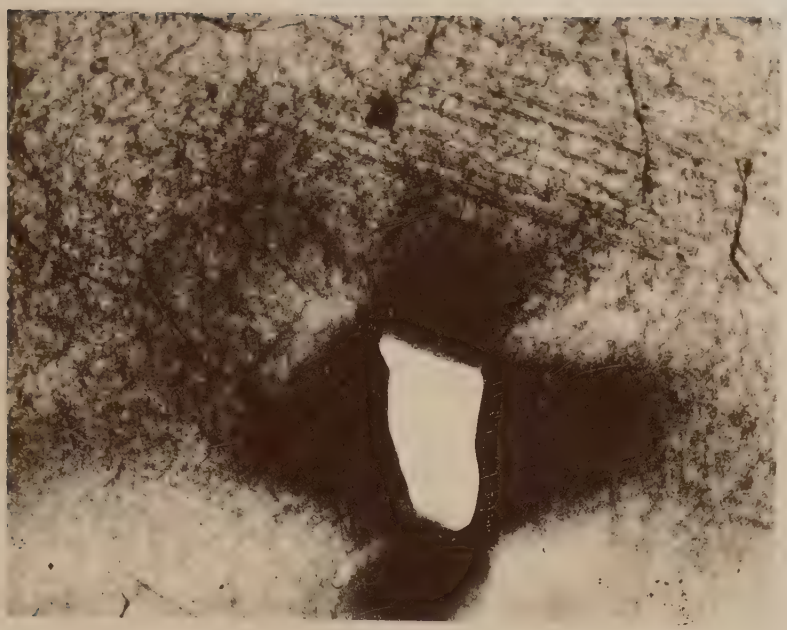
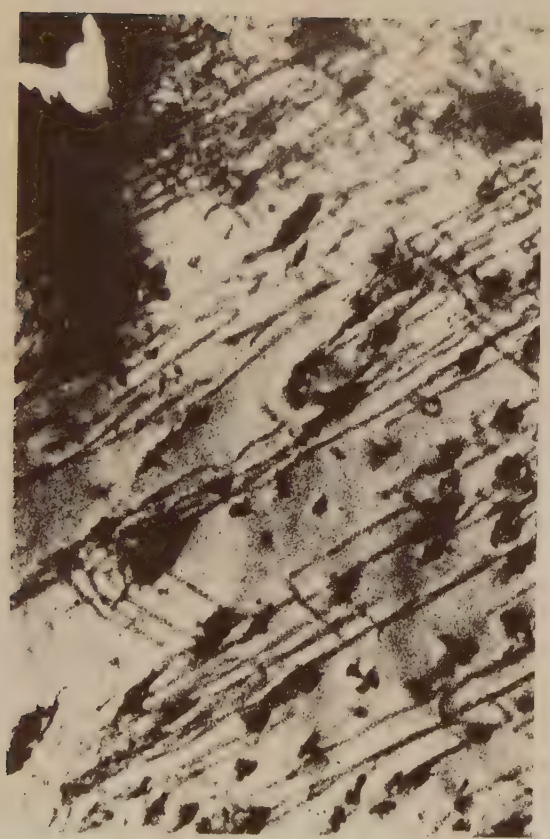
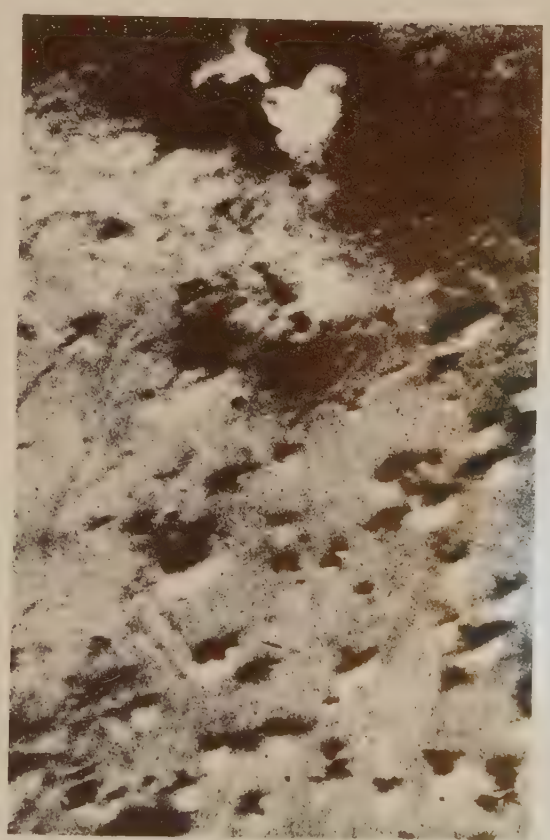


Photo 11. Enclave dans un monocristal d'aluminium
x20 . Réf. 111 . Rad. $\lambda K\alpha_1$ Mo





4-4. Enclaves.

Une enclave est un petit grain d'orientation voisine de celle du cristal dans lequel il est incorporé (fig. 9).

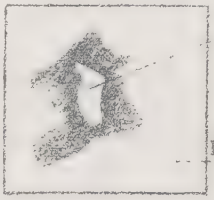


Fig. 9

L'enclave, qu'on appelle également cristal insulaire, s'est produite au moment de la recristallisation. Lors de la croissance du monocristal, une région a été absorbée et a perturbé fortement le réseau cristallin par des contraintes (zone noire visible sur la figure 9 et sur les topographies 11, 12 et 13).

A titre d'exemple supplémentaire, les photographies 12 et 13 montrent une enclave dans un monocristal de titane. La plupart des dislocations sont rectilignes et leur densité varie de 10^3 à 10^5 $cm.cm^{-3}$. La comparaison des topographies 12 et 13 prises respectivement avec les réflexions $01\bar{1}0$ et 0002 indique que le vecteur de Burgers des dislocations rectilignes se trouve dans le plan (0002).

C O N C L U S I O N

Au cours de ce travail ont été exposés les principes généraux de conception d'un ensemble électronique destiné à être utilisé en diffractométrie X. Les éléments constitutifs de l'appareillage ont ensuite été étudiés en décrivant les schémas et les modes de fonctionnement et en montrant l'élaboration des circuits fonctionnels ainsi que les performances obtenues.

En tentant d'harmoniser les considérations physiques et techniques, on a vu également comment certaines difficultés ont été résolues ; en particulier l'analyse du comportement de l'ictomètre et l'établissement de sa courbe expérimentale ont permis d'apporter remède au problème de la réponse linéaire ; l'adaptation de la sensibilité de l'appareil (au niveau de l'univibrateur) à l'intensité des rayonnements X, c'est-à-dire au nombre d'impulsions/seconde délivrées par le détecteur en constitue un second exemple.

En outre l'extrême sensibilité de la mesure a été mise en évidence par la nécessité de différencier les deux pics $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$, distants l'un de l'autre de quatre millièmes d'Angström.

La réalisation de cet ensemble détecteur-intégrateur a permis de dégager un certain nombre de résultats techniques performants.

Les étages de standardisation et d'intégration des impulsions (univibrateur et intégrateur) révèlent des performances qui permettent de couvrir une plage de 10^1 impulsions/seconde à 10^5 impulsions/seconde en quatre gammes de rapport 10 ; à titre comparatif, l'examen de plusieurs appareils de marques différentes indique des plages couvertes en six, huit ou onze gammes, la

difficulté essentielle étant l'obtention simultanée de rapports élevés et de bonnes linéarités de réponse dans la conversion fréquence-tension.

D'autre part, les courbes de réponse spectrale que nous avons analysées lors de l'étude comparative des ensembles (A) et (B), ainsi que les topographies prises dans des conditions expérimentales équivalentes, ont permis de préciser les caractéristiques respectives des deux ensembles considérés.

Sur le plan des résultats topographiques on a pu remarquer l'équivalence des valeurs qualitatives de clichés ; par contre, sur le plan économique la réduction du nombre de composants actifs a répercuté une incidence favorable sur notre ensemble (B).

Enfin l'application de la méthode de Lang à la caractérisation des défauts de structure nous a montré combien cette technique non destructive était fructueuse et susceptible de fournir de nombreuses informations sur les propriétés du cristal étudié.

On a pu observer notamment différents types d'imperfections tels que dislocations, joints de grains, marches de croissance, précipités, enclaves ; on a également situé les dislocations par rapport à la surface de l'échantillon, puis on a déterminé le champ de contraintes existant dans la masse cristalline (direction du vecteur de Burgers).

Les diverses topographies illustrant ces exemples ont mis en évidence les qualités de définition et de sensibilité inhérente à la méthode d'investigation utilisée.

- A N N E X E -

UNIVIBRATEUR : Calcul du condensateur C.

Rappelons le circuit de C :

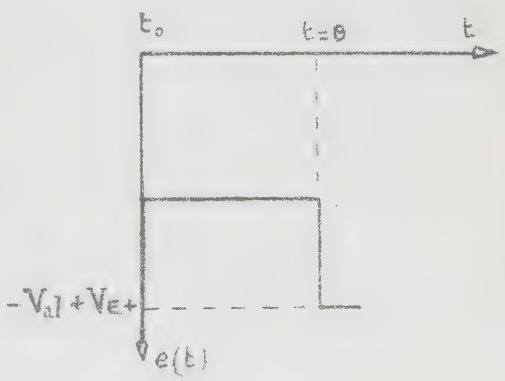
Initialement, le transistor T_1 est bloqué et le condensateur C est chargé à la tension v avec les polarités indiquées sur la figure : en effet, d'une part le collecteur C_1 est à un potentiel voisin de $- V_{a1}$, d'autre part le potentiel de la base B_2 est voisin de celui de l'émetteur.

Lorsque le transistor T_1 passe à l'état conducteur, le courant collecteur I_{C1} qui prend naissance, crée aux bornes de R_{C1} une chute de tension $V = R_{C1} I_{C1}$ (polarités indiquées sur la figure) et le collecteur C_1 voit son potentiel prendre la valeur $V_{a1} - V_{E+} - V$, c'est-à-dire $V_{a1} - V_{E+} - R_{C1} I_{C1}$ pendant tout le temps de conduction.

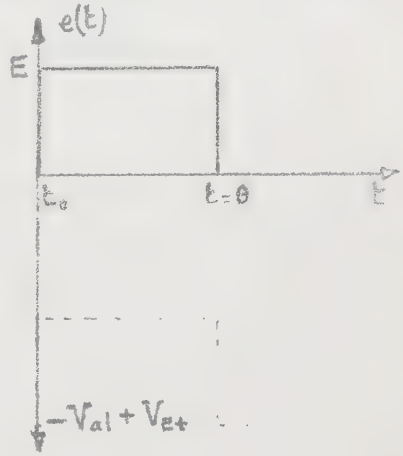
Ainsi donc, à l'instant où T_1 bascule à l'état conducteur, le condensateur C commence à se décharger dans la résistance R_3 en transmettant à la base B_2 une impulsion positive d'amplitude $i = C\, dv/dt$. Dès lors, le régime transitoire de la décharge de C, compte tenu des signes, est caractérisé par l'équation différentielle :

$$R_3\, C \frac{dv}{dt} + v = - V \qquad (6)$$

Remarque : Avant de résoudre l'équation (6), il est à noter que, du point de vue physique, le graphique de l'amplitude de la tension collecteur sur T_1 en fonction du temps est donné par la figure ci-contre.



Pour simplifier les écritures mathématiques, il convient de déplacer verticalement le système d'axes d'une valeur $-V_{al} + V_{E+}$ dans le domaine des ordonnées positives de façon à ramener l'origine du créneau sur l'axe des abscisses.



Cela revient à opérer une translation du créneau d'une valeur $|V_{al} - V_{E+}|$; d'où la figure ci-contre.

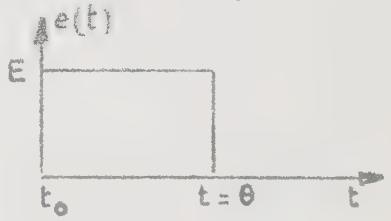
A présent revenons à l'équation (6) ; en notation opérationnelle, on a :

$$R_3 C p L v + L v = - L V$$

Soient : $L\, v(t) = U(p)$

et $L\, V(t) = E\,(1 - e^{-pt})$

$E\,(1 - e^{-pt})$ étant la transformée Carson-Laplace de l'impulsion rectangulaire d'amplitude E, définie entre $t_o = 0$ et $t = \theta$.



On peut alors écrire :

$$R_3 C p U + U = - E\,(1 - e^{-pt})$$

$$U\left(p + \frac{1}{R_3 C}\right) = - \frac{E}{R_3 C}\,(1 - e^{-pt})$$

$$U = \frac{\frac{-E}{R_3 C}}{p + \frac{1}{R_3 C}}\,(1 - e^{-pt})$$

Posons $U_1(p) = \dfrac{\frac{-E}{R_3 C}}{p + \frac{1}{R_3 C}}$

L'original h(t) de $g(p) = \dfrac{1}{p + a}$ est : $h(t) = \dfrac{1 - e^{-at}}{a}$

avec $a = \dfrac{1}{R_3 C}$

donc $h(t) = \dfrac{1 - e^{\frac{-t}{R_3 C}}}{\frac{1}{R_3 C}}$

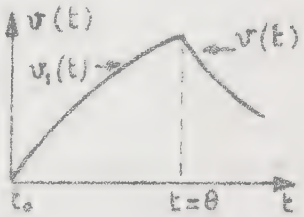
et $v_1(t) = \dfrac{-E}{R_3 C}\,[h(t)]$

soit $v_1(t) = - E\ (1 - e^{-t/R_3C})$ pour $0 < t < \theta$ (7)

D'autre part, la transformée inverse de $\frac{1 - e^{-pt}}{p + a}$ est :

$$L^{-1}\ \frac{1 - e^{-pt}}{p + a} = \frac{e^{a\theta} - 1}{a}\ e^{-at}$$

soit $\frac{e^{\theta/R_3C} - 1}{\frac{1}{R_3C}}\ e^{-t/R_3C}$ pour $t > \theta$



et $v(t) = \frac{E}{R_3C}\ (\frac{e^{\theta/R_3C} - 1}{\frac{1}{R_3C}}\ e^{-t/R_3C})$

soit $v(t) = E(e^{\theta/R_3C} - 1)e^{-t/R_3C}$ pour $t > \theta$ (8)

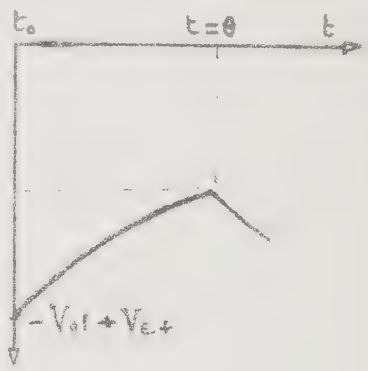
La fonction $v_1(t)$ est définie pendant le temps $\Delta t = \theta - t_o$ correspondant à la durée de l'impulsion rectangulaire ; c'est pourquoi nous effectuons un retour à cette fonction en rappelant les conditions aux limites :

$$\text{soit } v_1(t) = - E\ (1 - e^{-t/R_3C})$$

Initialement, au temps $t = 0$, on a :

$$v_1(0) = 0$$

En resituant les conditions dans leur contexte physique, on a vu qu'il fallait effectuer une translation de valeur $-V_{al} + V_{E+}$, c'est-à-dire qu'à $v_1(0) = 0$ il faut ajouter $-V_{al} + V_{E+}$ et la représentation graphique du potentiel en fonction du temps devient alors conforme à la figure ci-contre.



Donc $v_1(0) = 0$ devient alors :

$$v_1'(0) = 0 + (-V_{al} + V_{E+}) = -V_{al} + V_{E+}$$

Au temps $t = \theta$, la base B_2 atteint la tension de déblocage $V_{B2} = u_b$, c'est-à-dire que $|v_1(\theta)| = V - V_{B2} + (-V_{al} + V_{E+}) = V - u_b - V_{al} + V_{E+}$ (avec $V = R_{C1}I_{C1}$), tandis que le basculement se produit et $|E|$ prend la valeur $(V_{al} - V_{E+})$.

On doit donc avoir :

$$V - u_b - V_{al} + V_{E+} = -(V_{al} - V_{E+})\ (1 - e^{-\theta/R_3C}) + (-V_{al} + V_{E+})$$

$$d'où\ V - u_b = -V_{al} + V_{E+} + (V_{al} - V_{E+})\ e^{-\theta/R_3C}$$

$$V - u_b + V_{al} - V_{E+} = (V_{al} - V_{E+})\ e^{-\theta/R_3C}$$

$$\text{Log}\ \frac{V - u_b + V_{al} - V_{E+}}{V_{al} - V_{E+}} = \frac{-\theta}{R_3C}$$

$$d'où\ :\ C = \frac{-\theta}{2{,}3\ R_3\ \log \dfrac{V - u_b + V_{al} - V_{E+}}{V_{al} - V_{E+}}} \qquad (9)$$

Exemple numérique :

Dans la gamme de 10^3 à 10^4 c/s, $\theta = 12\ \mu s$

et pour :
- $R_3 = 2{,}2\ k\Omega$
- $V_{al} = 12\ V$
- $V_{E+} = 47 \times 7.10^{-3} = 0{,}329\ V$
- $u_b = 0{,}18\ V$
- $V = R_{C1} I_{C1} = 570 \times 7.10^{-3} = 4\ V$

Il vient :

$$C = \frac{12.10^{-6}}{2{,}3 \times 2{,}2.10^{3}\ \log \dfrac{4 - 0{,}18 + 12 - 0{,}33}{12 - 0{,}33}}$$

$$C = \frac{12.10^{-9}}{5{,}06\ \log 1{,}328} = 19{,}35.10^{-9}\ F$$

soit C = 19.350 pF

Vu et permis d'imprimer

Marseille, le 8 Décembre 1972

Le Président,

F. BOREL

B I B L I O G R A P H I E

1 - ROTBLAT J., THOMAS D.G.A. et SAYLE E.A. — Scale-of- hundred counting unit. J. Sci. Inst 25 (1948) 33-7.

2 - GOSSICK B.R. — Predetermined electronic counters. Proc. I.R.E. 37 (1949) 813.

3 - CHAPLIN G.B.B. — A point-contact transistor scaling circuit with a 0,4 microsecond resolution. Proc. I.E.E. 103 B (1956) 505-9.

4 - COOKE-YARBOROUGH E.H. et PULSFORD E.W. — A counting-rate meter of high accuracy. Proc. I.E.E. 98 Pt. II (1951) 191-5.

5 - COOKE-YARBOROUGH E. et PULSFORD E. — J.I.E.E., 53, 108 (1950).

6 - J. SURUGUE. — Techniques Générales du Laboratoire de Physique. Volume II, C.N.R.S. 1962. Mesures en radioactivité. G. Dupuy.

7 - R.F. SHEA — Principes des circuits à transistors.

8 - R. ARNAL — Semiconducteurs. Cours de l'I.N.S.A. (Département de Physique).

9 - G. BASSERAS — Exercices et problèmes de radioélecticité. C.N.E.T. 1960.

0 - SHARPE J. et TAYLOR D. — Mesure et détection des rayonnements nucléaires. Dunod.

1 - SEGRE E. — Experimental nuclear physics. Wiley. Proceedings of I.E.E. - Part II, Vol. 98, 1951 : "Radiation measuring instruments for X-Rays to Cosmic Rays - p. 760-770.

2 - COOKE-YARBOROUGH E.H. — The counting of random pulses. Journ. Brit. I.R.E. 11 (1951) 367-80.

3 - BERBEZIER et LALLEMANT — Equipement électronique utilisé dans la recherche géologique en profondeur par méthodes radioactives. Onde Electrique. 33, n°319 oct. 1953 - p. 553-60.

4 - KOECHLIN et LABEYRIE — Compteurs à scintillations. Génie Atomique. Tome II. Ch. IX.

5 - FORLEY — Circuits d'impulsions. Dunod.

6 - VABRE et METZGER — Electronique des impulsions. Masson . Paris 1966. Tomes 1 et 2.

7 - BERBEZIER et LALLEMANT — Techniques électroniques pour la prospection et le traitement des minerais nucléaires . Génie Atomique. Tome 2. Ch. XII. Presse Univ. Fr. Paris 1961.

8 - LANG A.R. — Journal Appl. Physics 29, 597, 1958.

9 - A.AUTHIER et RIMSKY — Diffractographe pour la méthode de Lang. Licence C.N.R.S. - C.E.A.

10 - C.S. BARRET — Structure des métaux. 1957.